



# Amplification passive d'un laser à fibre optique dans une cavité Fabry-Perot : application à la production de rayonnement gamma par diffusion Compton inverse

François Labaye

## ► To cite this version:

François Labaye. Amplification passive d'un laser à fibre optique dans une cavité Fabry-Perot : application à la production de rayonnement gamma par diffusion Compton inverse. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112328 . tel-00837822

**HAL Id: tel-00837822**

**<https://theses.hal.science/tel-00837822>**

Submitted on 24 Jun 2013

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE

Présentée le 3 décembre 2012

par

**François LABAYE**

pour obtenir le grade de

**Docteur ès Sciences  
de l'Université Paris-Sud, Orsay**

École doctorale : Particules, Noyaux et Cosmos - ED 517

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire - UMR 8607

Discipline : Physique

**Amplification passive d'un laser à fibre optique dans une  
cavité Fabry-Perot : application à la production de  
rayonnement gamma par diffusion Compton inverse**

Soutenue devant la commission d'examen composée de :

M.	É.	Cormier	Examineur
M.	M.	Costa	Rapporteur
M.	S.	Février	Rapporteur
M.	P.	Georges	Examineur
M.	A.	Stocchi	Président
M.	F.	Zomer	Directeur de thèse



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury. Mes rapporteurs, Marco Costa et Sébastien Février pour avoir accepté de relire ce manuscrit et m'avoir donné des conseils avisés. Mes examinateurs Éric Cormier et Patrick Georges pour avoir accepté de faire partie du jury ainsi que son président Achile Stocchi.

Je souhaite ensuite remercier le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire pour m'avoir accueilli ainsi que toutes les personnes avec qui j'ai interagi pendant ces trois ans et qui m'ont aidé. En premier lieu, je pense bien évidemment à mon directeur de thèse Fabian Zomer que je ne remercierai jamais assez pour sa patience, sa gentillesse et aussi pour m'avoir pris sous son aile et m'avoir fait confiance. Mais j'aimerais aussi remercier Viktor Soskov pour m'avoir fait partager son savoir-faire technique sur tout ce qui concerne les cavités Fabry-Perot. Ronic Chiche pour ses explications sur le fonctionnement d'un asservissement PDH et sur tout ce qui touche au bruit de phase et à l'électronique plus généralement. Nicolas Delerue pour ses explications et nos discussions sur des sujets divers et variés ainsi que pour avoir relut certaines parties de ce manuscrit. Iryna Chaikovska pour ses explications sur son analyse des résultats et, plus généralement, pour le soutien mutuel pendant la rédaction de nos manuscrits respectifs. Les membres de l'atelier mécanique ; Yann Peinaud, Mickael Lacroix et Julien Bonis pour avoir régulièrement accepté de travailler dans l'urgence mais aussi Richard Cizeron pour la conception de la cavité Fabry-Perot utilisée.

Je tiens aussi à remercier mon second laboratoire d'accueil, le Centre Lasers Intenses et Applications, où j'ai finalement passé la majorité de mon temps pour développer les trois architectures d'amplification laser par fibre optique. Je remercie chaleureusement Éric Cormier de m'avoir accepté pour un stage de maîtrise qui déboucha sur cette thèse et pour son tempérament combattif qui m'a toujours poussé et fait avancer. Je remercie aussi l'ensemble des membres du groupe GOLF. Les membres de la section développement laser du groupe GOLF pour la bonne ambiance et l'entraide dans les salles d'expérimentation ; Jérôme Lhermite pour avoir développé avec moi la troisième architecture d'amplification présentée dans ce manuscrit mais aussi les autres thésards du groupe ; Guillaume Machinet, Romain Royon, Christophe Hazera et Pierre Sevillano Bon courage pour la fin de vos thèses, vos rédactions pour certains et vos soutenance pour d'autres. Les membres de l'atelier mécanique Laurent Merzeau et Alain Legoff pour la même raison que ceux du LAL ; avoir régulièrement accepté de travailler dans l'urgence. Je voudrais aussi remercier Johan Boulet, ancien post-doc, qui m'a appris les rudiments pour monter un système d'amplification laser par fibre optique.

Finalement, je remercie ma famille et particulièrement ma sœur pour m'avoir hébergé un peu trop souvent lorsque je vivais à Orsay mais que je devais aller faire du développement au CELIA sur de longues périodes ainsi que mes parents pour leur soutien et le temps qu'ils ont chacun passé à relire ce manuscrit pour m'aider à corriger les fautes d'orthographe qui le hantaient.





# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>3</b>
Contexte de la thèse . . . . .	3
Diffusion Compton inverse : principe . . . . .	6
Le projet Mighty Laser . . . . .	11
Diffusion Compton inverse : autres applications . . . . .	17
Organisation du manuscrit . . . . .	19
<b>1 Concepts de base sur les peignes de fréquences et les lasers à fibres</b>	<b>21</b>
1.1 Peignes de fréquences . . . . .	21
1.1.1 Description du champ électro-magnétique d'un faisceau laser en régime impulsionnel . . . . .	21
1.1.2 Actuateurs permettant d'agir sur les deux paramètres . . . . .	24
1.2 Fibres optiques : éléments de compréhension . . . . .	28
1.2.1 Propriétés modales . . . . .	28
1.2.2 Structure des fibres optiques . . . . .	32
1.2.3 Ouverture numérique . . . . .	34
1.2.4 Dispersion chromatique . . . . .	36
1.2.5 Non-linéarités . . . . .	37
1.2.6 Effet de la courbure . . . . .	41
1.3 Amplification Laser . . . . .	41
1.3.1 Système trois niveaux et ytterbium . . . . .	42
1.3.2 Puissance de saturation et longueur du milieu actif . . . . .	43
1.3.3 Effet du pompage optique sur la dynamique d'amplification . . . . .	44
1.4 Diodes Laser . . . . .	45
<b>2 Le laser à fibre amplifié</b>	<b>49</b>
Introduction . . . . .	49
2.1 Oscillateur laser . . . . .	51
2.2 Architecture à base de fibres micro-structurées de type barreau . . . . .	54
2.2.1 Introduction . . . . .	54
2.2.2 Amplification d'impulsions à dérive de fréquences . . . . .	56
2.2.3 Conclusion . . . . .	64
2.3 Architectures à base de fibres micro-structurées souples . . . . .	65
2.3.1 Introduction . . . . .	65
2.3.2 Longueur optimale et puissance de saturation. . . . .	66
2.3.3 Amplification en régime de compression spectrale par auto-modulation de phase. . . . .	67
2.3.4 Mesures de température . . . . .	75

2.3.5	Nouvelle architecture d'étireur. . . . .	77
2.3.6	Amélioration du système . . . . .	79
2.3.7	Conclusion . . . . .	82
2.4	Architecture à base de fibres à sauts d'indice . . . . .	84
2.4.1	Introduction . . . . .	84
2.4.2	Les étages de pré-amplification laser . . . . .	85
2.4.3	L'amplificateur laser principal . . . . .	89
	Conclusion . . . . .	103
<b>3</b>	<b>La cavité Fabry-Perot</b>	<b>107</b>
3.1	Fonctionnement théorique . . . . .	107
3.1.1	Cas simple d'une cavité Fabry-Perot deux miroirs . . . . .	107
3.1.2	Cavité Fabry-Perot quatre miroirs . . . . .	118
3.1.3	Choix des coefficients de réflexion pour notre cavité Fabry-Perot quatre miroirs	118
3.2	Méthodes d'asservissement . . . . .	119
3.2.1	La méthode Pound-Drever-Hall . . . . .	119
3.3	Description de la cavité utilisée . . . . .	121
3.3.1	Description mécanique . . . . .	123
3.3.2	Modes optiques . . . . .	128
<b>4</b>	<b>Production de rayons gammas</b>	<b>137</b>
	Introduction . . . . .	137
4.1	Présentation de l'Accelerator Test Facility . . . . .	137
4.2	Système optique . . . . .	139
4.2.1	Installation sur l'anneau de stockage . . . . .	139
4.2.2	Oscillateur laser . . . . .	141
4.2.3	Amplification laser . . . . .	147
4.2.4	Alignement de la cavité Fabry-Perot . . . . .	150
4.3	Synchronisation et acquisition des données . . . . .	155
4.3.1	Synchronisation . . . . .	155
4.3.2	Aquisition des données . . . . .	156
4.3.3	Contrôle de l'expérience . . . . .	157
4.4	Résultats . . . . .	160
4.4.1	Empilement cohérent d'impulsions dans la cavité Fabry-Perot . . . . .	160
4.4.2	Production de rayons gamma polarisés circulairement . . . . .	164
	Conclusion . . . . .	175
	<b>Conclusion</b>	<b>177</b>
<b>A</b>	<b>Préparation des fibres optiques</b>	<b>183</b>





# Introduction

## Contexte de la thèse

Bien que n'étant au départ qu'un concept philosophique, l'idée que la matière soit constituée de particules élémentaires date de la Grèce antique. Au départ, le composant élémentaire était l'atome ce qui fût confirmé dans la seconde moitié du XIX<sup>ème</sup> siècle puis, au fur et à mesure que la technologie s'améliorait, de nouveaux constituants de plus en plus petits ainsi que les différentes interactions entre eux ont pu être étudiés. Dans la première moitié du XX<sup>ème</sup>, les quatre interactions fondamentales connues étaient l'électromagnétisme, l'interaction faible, la force nucléaire et la gravitation. Dans leur désir de trouver une théorie reliant et unifiant ces quatre interactions, les scientifiques de l'époque sont parvenus au développement du modèle standard dans les années soixantes [1, 2, 3] qui décrit l'électromagnétisme et les interactions faible et forte. L'interaction forte, à l'origine de la force nucléaire, remplace cette dernière dans le modèle standard. Afin d'unifier ces trois forces fondamentales, les physiciens ont démontré théoriquement l'existence de nouvelles particules comme les quarks et le boson de Higgs et deux nouveaux pans de la recherche sont apparus : la physique des hautes énergies ou physique des particules, dédiée à prouver expérimentalement l'existence de ces particules puis à étudier leurs propriétés et la physique des accélérateurs, dédiée au développement de nouveaux instruments pour la physique des hautes énergies.

Durant la seconde moitié du XX<sup>ème</sup> siècle et le début du XXI<sup>ème</sup> siècle, la collaboration de ces domaines a permis de démontrer l'existence de ces nouvelles particules et de les étudier mis à part le boson de Higgs dont aucune preuve de son existence n'avait été aperçue. Ce n'est qu'en 2012 que les expériences Atlas et CMS ont permis de mettre en évidence son existence. Cependant, des collisionneurs linéaires électrons/positrons de forte luminosité dont l'énergie serait connue et accordable pourrait permettre d'obtenir des signatures (masse, temps de vie et modes de désintégration) claires ainsi que des mesures (énergie) plus précises pour le boson de Higgs mais aussi pour d'autres particules se situant dans des énergies autour du TeV, apportant ainsi de nouvelles idées dans la compréhension des interactions fondamentales de la nature et la structure de la matière. C'est dans ce sens que le projet International Linear Collider (ILC) [4] est conçu et c'est dans le cadre du développement de ce collisionneur linéaire de particules que cette thèse de doctorat se situe.

Les grands instruments tels que l'ILC requièrent des financements colossaux. À titre d'exemple, les estimations pour le projet ILC prévoient un coût de 6 à 20 milliards de dollars selon les sources. Par conséquent, il est crucial d'avoir un bon retour sur investissement en maximisant les possibilités de découvertes et de recherche pouvant y être réalisées et un pannel des différentes recherches envisagées pour l'ILC est présenté dans [5]. Dans ce sens d'optimiser les possibilités de recherche, un faisceau de positrons polarisés est très intéressant et la démonstration de tous les intérêts liés au fait d'avoir des positrons polarisés est donnée dans [6]. De plus, il y a aussi la nécessité de particules

toujours plus énergétiques pour détecter de nouvelles particules et de flux importants pour la statistique. Cependant, un des problèmes des collisionneurs de particules circulaires de très hautes énergies tels que le Large Electron Positron au CERN est le rayonnement synchrotron. Par conséquent des collisionneurs de particules linéaires deviennent indispensables à mesure que les énergies nécessaires à de nouvelles découvertes augmentent. Finalement, l'ILC est donc un collisionneur linéaire de particules où des faisceaux d'électrons et de positrons polarisés entreraient en collisions. L'énergie de ces deux faisceaux sera 500 GeV avec une option pour atteindre une énergie de 1 TeV pour les deux faisceaux de particules. La figure 1 présente un schéma de principe de ce projet de collisionneur de nouvelle génération dans sa version originelle et son principe de fonctionnement est le suivant [7]. Les

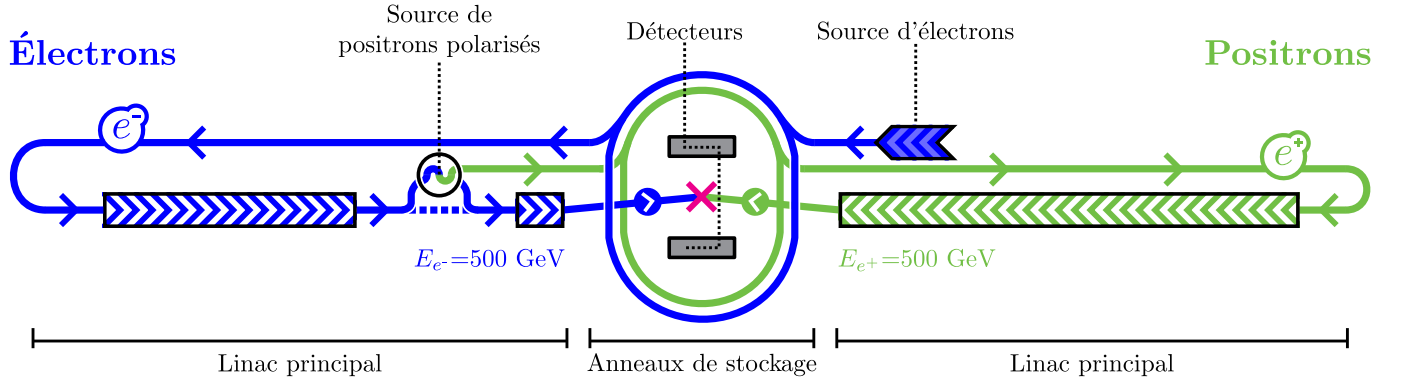


FIGURE 1 – Schéma de principe de l'ILC.

électrons créés sont stockés dans un anneau de stockage puis envoyés dans le linac principal. Dans un premier temps, les électrons sont éjectés du linac avant la dernière section accélératrice et utilisés pour produire des positrons polarisés qui sont stockés dans un second anneau de stockage. Une fois les positrons stockés, ils sont envoyés dans un linac pour être accélérés à 500 GeV. Dans le même temps, les électrons ne sont plus déviés dans le linac principal et sont aussi accélérés jusqu'à 500 GeV. C'est finalement le produit de la collision de ces deux faisceaux qui est étudié. Un des points critiques de l'ILC est la source de positrons polarisés dont les caractéristiques à atteindre sont présentées dans la table 1 [8]. Sans entrer dans des explications sur la physique du processus de création de positrons polarisés qui n'est pas l'objet de cette thèse et peuvent être trouvées dans [9], nous allons simplement expliquer son principe.

Paramètres	Valeurs
Nombre de positrons par paquet	$2 \times 10^{10}$
Nombre de paquets par impulsions	2625
Taux de répétition des impulsions	5 Hz
Taux de polarisation des positrons	30 % (éventuelle augmentation à 60 %)

TABLE 1 – Principaux paramètres de la source de positrons polarisés de l'ILC ([8]).

Lorsqu'un photon de haute énergie polarisé circulairement interagit avec la matière, il y a création d'une paire électron/positron polarisés. Les positrons polarisés peuvent ensuite être collectés avec des électro-aimants et injectés dans un linac afin d'augmenter leur énergie. Cette méthode pour produire des positrons polarisés a été proposée en 1979 [9] puis démontrée en 2006 [10]. Un schéma de principe de ce processus est présenté sur la figure 2. Finalement, le point important est donc d'avoir un

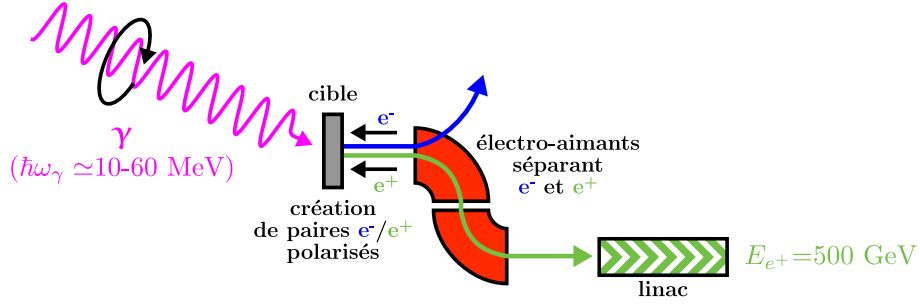


FIGURE 2 – Schéma de principe de la création de positrons polarisés.

faisceau de rayons gamma polarisés circulairement présentant un flux assez important pour atteindre les objectifs présentés dans la table 1. Pour cela, deux approches sont possibles.

La première approche consiste en l'utilisation d'un onduleur dont un schéma de principe est présenté sur la figure 3. C'est la solution proposée dans [9]. Son principe est de soumettre un fais-

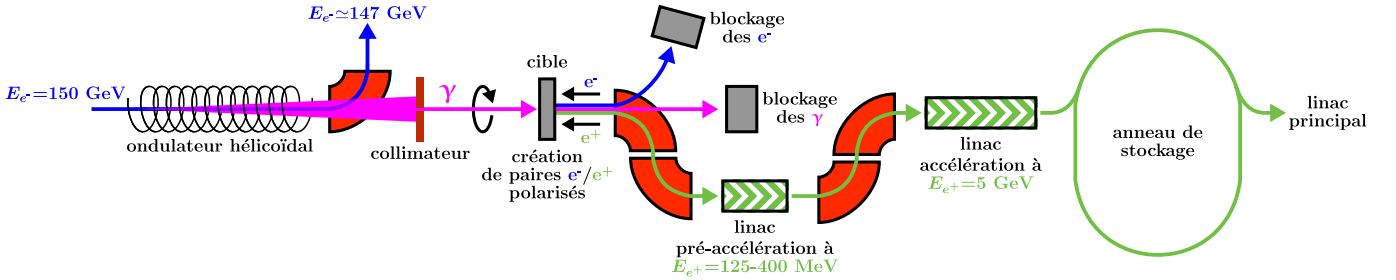


FIGURE 3 – Schéma de principe de l'approche onduleur.

ceau d'électrons à un champ électrique sinusoïdal au cours de sa propagation ce qui entraîne un rayonnement conique dont l'énergie dépend de celle des électrons selon :

$$\hbar\omega_{ph} = \frac{hc2n\gamma^2}{\lambda_u} \frac{1}{1 + \frac{K^2}{2} + \theta^2\gamma^2} \quad (1)$$

où  $c$ ,  $n$ ,  $\gamma$ ,  $\lambda_u$ ,  $\theta$  et  $K$  sont respectivement la vitesse de la lumière, l'ordre de l'harmonique radiée, le facteur de Lorentz, la période de l'onduleur, l'angle de la radiation par rapport à l'axe de propagation des électrons et un paramètre sans dimension défini par :

$$K = \frac{Be\lambda_u}{m_e c 2\pi} \quad (2)$$

où  $B$  est la valeur maximale du champ magnétique sur l'axe de propagation des électrons. De plus, si le champ électrique auquel l'électron est soumis est hélicoïdal, alors la polarisation des photons rayonnés est circulaire. Une étude a été effectuée pour obtenir les paramètres de l'onduleur optimisant l'énergie et le flux des photons rayonnés [11] et a conclu qu'avec les paramètres optimaux, la longueur de l'onduleur devrait être de 200 m et que l'énergie du faisceau d'électrons devrait être de 150 GeV ( $\hbar\omega_{ph,max} \propto 10^{-15} E_e$ ), entraînant la nécessité d'un prélèvement des électrons dans le linac principal de l'ILC. Cela est l'inconvénient majeur de cette approche : les électrons de très haute énergie doivent être prélevés sur le linac principal ce qui complexifie le système et seulement une faible portion de leur énergie est utilisée ce qui implique la nécessité de bloquer un faisceau



d'électrons de 147 GeV et une perte d'efficacité du système. Cependant son principe a été démontré expérimentalement en 2009 avec la production de rayons gamma polarisés circulairement dans un premier temps [12, 13], puis la production de positrons polarisés dans un second temps [14].

La seconde approche consiste à utiliser la diffusion Compton inverse. Elle a été proposée pour la première fois en 1996 [15] et démontrée expérimentalement en 2006 [10]. C'est l'approche choisie pour le projet Mighty Laser et nous allons la présenter dans la section suivante.

## Diffusion Compton inverse : principe

La diffusion Compton inverse est un processus physique décrivant l'interaction entre un photon et un électron dont le résultat est un transfert d'énergie de l'électron au photon qui est diffusé dans le sens de propagation de l'électron lorsque celui-ci est relativiste comme nous pouvons le voir sur la figure 4. La diffusion Compton inverse présente différentes propriétés que nous nous proposons d'exposer.

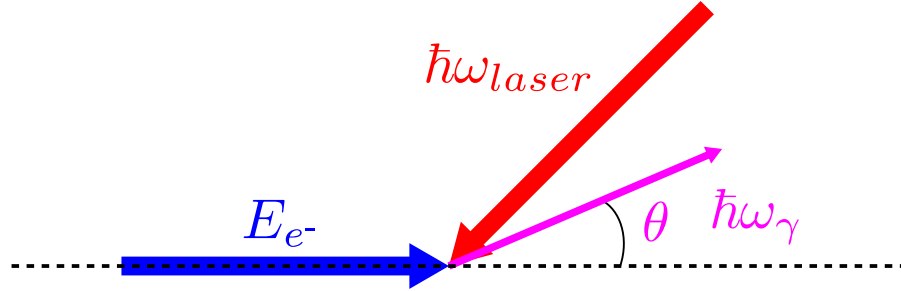


FIGURE 4 – Principe de la diffusion Compton inverse.

Premièrement, regardons l'équation définissant le transfert d'énergie de l'électron au photon :

$$f(\hbar\omega_{ph}) = a \left( \frac{\rho^2(1-a)^2}{1-\rho(1-a)} + 1 + \frac{1-\rho(1-a)^2}{1-\rho(1+a)^2} \right) \quad (3)$$

$$\text{avec } a = \frac{1}{1 + \frac{4\hbar\omega_{laser}E_{e^-}}{m_{e^-}^2}} \text{ et } \rho = \frac{\hbar\omega_{ph}}{\hbar\omega_{ph,max}}$$

où  $m_{e^-}$  et  $\hbar\omega_{ph,max}$  sont respectivement la masse de l'électron au repos en eV et l'énergie maximale des photons diffusés. Nous voyons alors que l'énergie du photon diffusé suit une loi probabiliste où la densité de probabilité  $f(\hbar\omega_{ph})$  d'être diffusé à une énergie dépend de cette même énergie. Par conséquent, si nous regardons sur une plage d'énergie assez grande, nous obtenons une densité de probabilité du photon diffusé comme nous le voyons sur la figure 5 pour une interaction Compton inverse entre des photons de 1,2 eV et des électrons de 1,3 GeV. Nous observons alors une coupure nette à haute énergie indiquant une énergie maximale possible clairement définie pour le photon diffusé. Cette énergie maximale peut être calculée par :

$$\hbar\omega_{ph,max} = 4 \frac{1}{1 - \frac{E_{e^-}^2}{E_{e^-}^2 + m_{e^-}^2}} \hbar\omega_{laser} \quad (4)$$

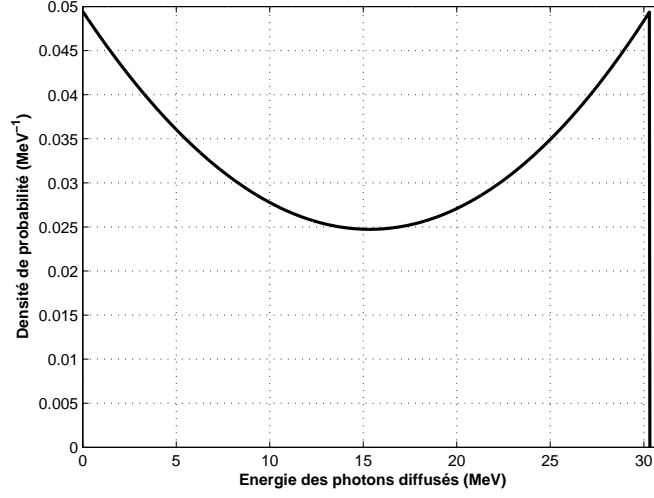


FIGURE 5 – Distribution de l'énergie pour des photons laser d'énergie 1,2 eV ( $\lambda=1032$  nm). L'énergie des électrons est de 1,3 GeV.

Nous voyons alors que ce processus physique permet potentiellement d'obtenir des photons de très hautes énergies selon l'énergie des électrons. Avec des électrons de 1,3 GeV nous pouvons donc augmenter l'énergie d'un photon laser de l'infra-rouge proche ( $\sim 1,2$  eV) au rayon gamma de quelques MeV. Nous voyons alors que cette approche ne nécessite pas des électrons aussi énergétiques que la solution onduleur pour obtenir des rayons gamma :

- Approche par onduleur :  $\hbar\omega_{ph,max} \propto 10^{-15} E_e$
- Approche par diffusion Compton inverse :  $\hbar\omega_{ph,max} \propto 10^{-11} E_e$

La seconde propriété est la dépendance angulaire de l'énergie des photons diffusés. En effet, alors que dans le référentiel de l'électron, les photons sont diffusés tout autour de ce dernier, dans celui du laboratoire, les photons sont diffusés selon un cône dont le sommet correspond au point d'interaction et l'axe de révolution se confond avec l'axe de vol des électrons comme nous pouvons le voir sur la figure 6a. Cette relation entre l'énergie et l'angle de diffusion du photon diffusé est gouvernée par

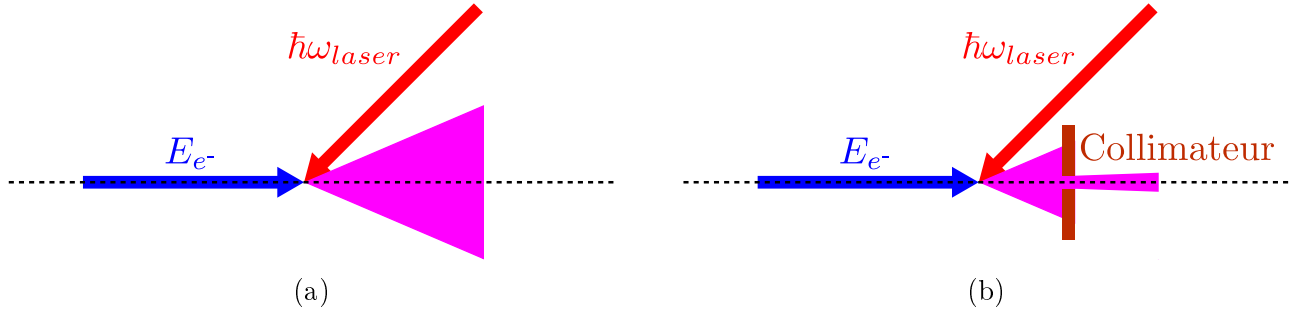


FIGURE 6 – Principe de la diffusion Compton inverse entre un paquet d'électrons et une impulsion laser. Les photons sont diffusés dans un cône et la mise en place d'un collimateur permet de sélectionner des photons diffusés les plus énergétiques (6b).

l'équation suivante :

$$\hbar\omega_{ph} = \hbar\omega_{laser} \frac{E_e + p \cos(\phi)}{E_e + \hbar\omega_{laser} (1 + \cos(\phi - \theta)) - p \cos(\theta)} \quad (5)$$

où  $p$ ,  $\phi$  et  $\theta$  sont respectivement le moment de l'électron, l'angle d'incidence du photon laser et l'angle de diffusion du photon. La figure 7 montre la dépendance angulaire de l'énergie des photons diffusés lors d'une interaction Compton inverse entre des photons de 1,2 eV et des électrons de 1,3 GeV. L'énergie des photons diffusés décroît à mesure que l'angle augmente. Par conséquent, en plaçant un

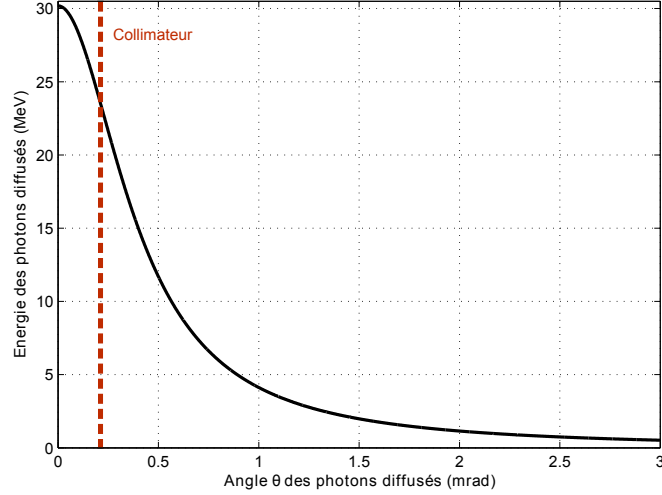
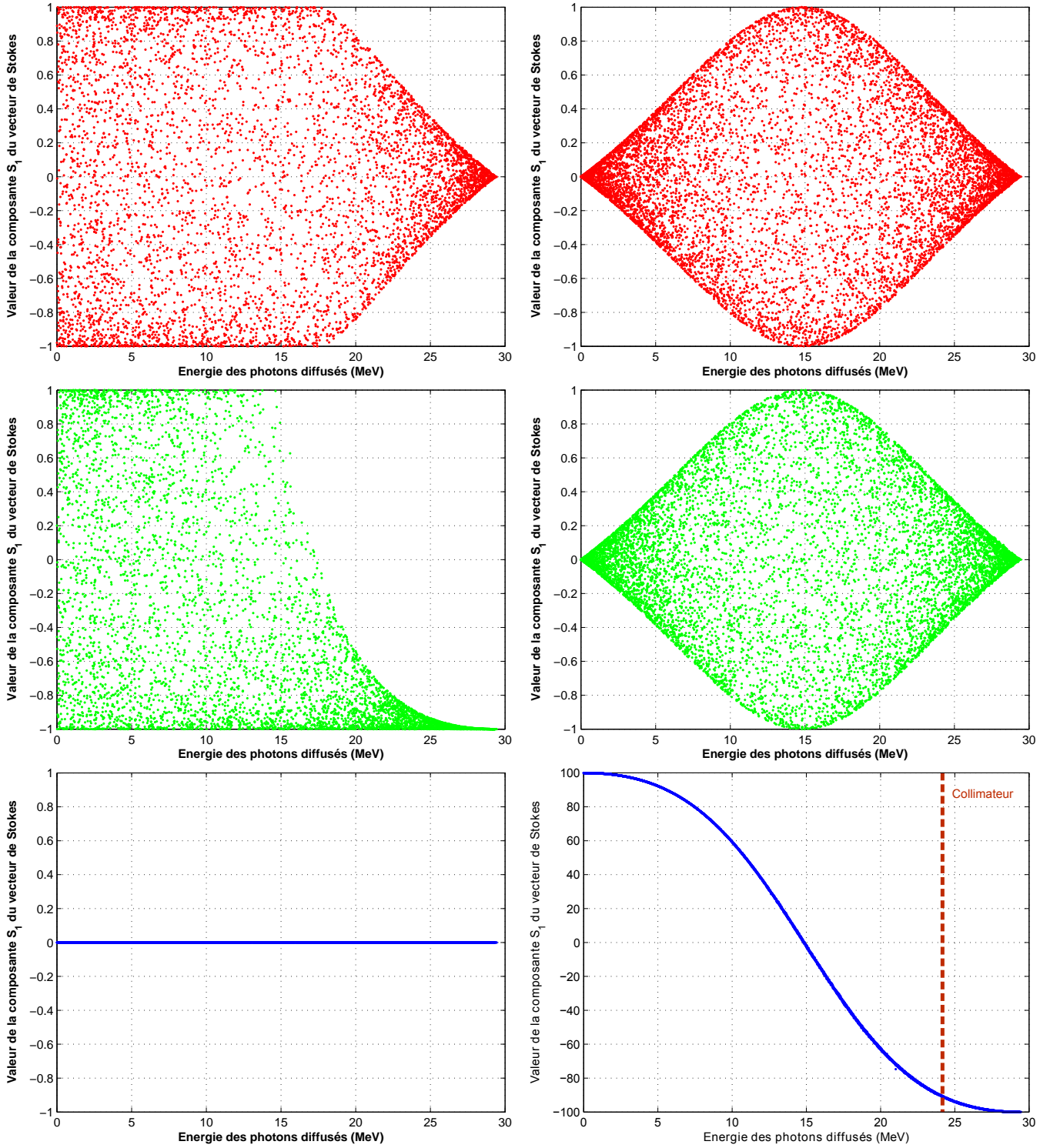


FIGURE 7 – Dépendance angulaire de l'énergie pour des photons laser d'énergie 1,2 eV ( $\lambda=1032$  nm). L'énergie des électrons est de 1,3 GeV.

collimateur sur la ligne de propagation des photons diffusés, typiquement un bloc de plomb avec un trou sur l'axe de vol des électrons, les photons les plus énergétiques peuvent être sélectionnés comme le montre le schéma de la figure 6b. Nous voyons alors que cette approche permet aussi de choisir la qualité de la mono-chromaticité des rayons gamma diffusés selon la taille du trou du collimateur moyennant une perte de flux.

La troisième propriété importante est la conservation de la polarisation des photons du faisceau laser pour les photons diffusés de plus haute énergie. Pour montrer cela, I. Chaikovska a effectué deux simulations d'interaction Compton inverse entre un faisceau laser dont les photons ont une énergie de 1,2 eV et un faisceau d'électrons d'énergie 1,3 GeV pour lesquelles elle a fait varier les paramètres du vecteur de Stokes  $\mathbf{S}$  lié au faisceau laser. Le faisceau laser est polarisé linéairement avec  $S_2=1$  (polarisation rectiligne horizontale) dans la première simulation puis circulairement avec  $S_3=1$  (polarisation circulaire droite) dans la seconde. Les simulations ont été effectuées avec le code de collisions CAIN2.40 [16] et nous reportons dans la figure 8 les valeurs des paramètres de Stokes  $S_{1,2,3}$  des photons diffusés en fonction de leur énergie pour les deux états de polarisation du faisceau laser étudiés. Nous remarquons alors que plus l'énergie des photons diffusés se rapproche de l'énergie maximale de ceux diffusés sur l'axe de vol des électrons et plus le taux de polarisation augmente. La polarisation est donc conservée sur l'axe de vol des électrons moyennant un changement du signe du paramètre de Stokes : dans le premier cas où la polarisation du faisceau laser est rectiligne horizontale ( $S_2=1$ ), celle des photons diffusés sur l'axe de vol des électrons est rectiligne verticale ( $S_2=-1$ ) et dans le second cas où la polarisation du faisceau laser est circulaire droite ( $S_3=1$ ), celle des photons diffusés sur l'axe de vol des électrons est circulaire gauche ( $S_3=-1$ ). Par conséquent, de même que pour la mono-chromaticité, il est possible grâce à un collimateur d'obtenir un faisceau de rayons gamma avec un important taux de polarisation moyennant une perte de flux et une polarisation semblable à celle du faisceau laser, soit circulaire dans le cadre de la production de positrons polarisés.



(a) Faisceau laser polarisé linéairement,  $S_2=1$ .

(b) Faisceau laser polarisé circulairement,  $S_3=1$ .

FIGURE 8 – Évolution des différents paramètres de Stokes définissant la polarisation des rayons gamma émis en fonction de leur énergie pour deux états de polarisation du faisceau laser. L'énergie des photons laser est de 1,2 eV ( $\lambda=1032$  nm) et celle des électrons est de 1,3 GeV.

Les quatrième et cinquième propriétés de la diffusion Compton inverse, bien que sans intérêt dans le cadre du projet ILC, peuvent cependant être très intéressants pour d'autres applications. Nous allons donc les énoncer sans les détailler autant que les trois premiers points. La quatrième propriété découle de la relation entre la section efficace différentielle de l'interaction et les états de polarisation  $\mathbf{S}$  et  $\mathbf{P}$  des électrons et des photons selon [17, 18] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\mathbf{S}, \mathbf{P}) = \sum_0 + \sum_1(S_1) + \sum_2(S_3, \mathbf{P}) \quad (6)$$

où les fonctions  $\sum_0$ ,  $\sum_1$  et  $\sum_2$  sont données dans [18]. Nous remarquons alors que la section efficace de l'interaction Compton inverse varie en fonction des états de polarisation des électrons et des photons. Cette propriété donne la possibilité de mesurer la polarisation des électrons interagissant avec les photons en analysant les photons diffusés et est donc utilisée dans les expérience de polarimétrie [18]. La cinquième propriété découle de la géométrie d'interaction et de sa durée liée à celle des impulsions laser. Elle permet d'obtenir des impulsions de photons diffusés de quelques centaines de femtosecondes qui peuvent être utilisées pour étudier des structures dynamiques de matériaux [19, 20].

Le dernier point à aborder est le taux de production  $R$  des rayons gammas produits. Celui ci est défini par :

$$R = \mathcal{L}\sigma \quad (7)$$

où  $\mathcal{L}$  et  $\sigma$  sont respectivement la luminosité de l'interaction et sa section efficace. C'est dans ce dernier paramètre que réside le principal inconvénient de la diffusion Compton inverse. En effet, la section efficace de ce processus physique est très petite. Et bien que dépendante des différents paramètres du processus comme les états de polarisation des deux faisceaux ainsi que de l'énergie des électrons comme indiqué précédemment, celle-ci est de l'ordre de  $\sigma \sim 6 \times 10^{-29} \text{ m}^2$  pour l'ILC. Il est par conséquent nécessaire d'avoir une luminosité d'interaction très importante afin de compenser sa section efficace. Nous allons donc maintenant voir comment déterminer cette dernière. Pour cela, nous commençons par représenter la diffusion Compton inverse dans son plan d'interaction sur la figure 9. En négligeant la divergence du faisceau laser et des paquets d'électrons au point de collision

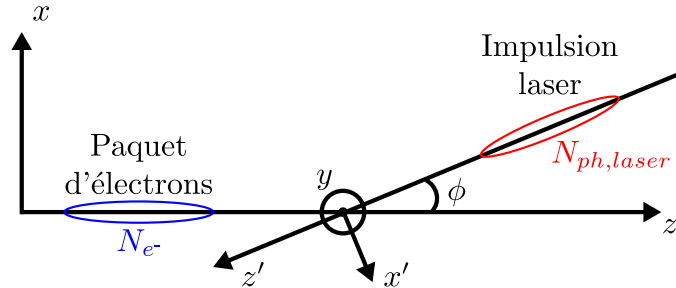


FIGURE 9 – Schéma de la diffusion Compton inverse dans le plan d'interaction.

(on suppose que leurs tailles  $\sigma_{\vec{r}}$  ne dépendent pas de  $z$ ), l'expression générale de la luminosité pour une interaction Compton inverse entre deux faisceaux Gaussiens dans le référentiel défini sur la figure 9 est donnée par [21] :

$$\mathcal{L} = N_e N_{laser} f \frac{\cos(\phi)}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\sigma_{ye}^2 + \sigma_{ylaser}^2} \sqrt{(\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xlaser}^2) \cos^2(\phi) + (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zlaser}^2) \sin^2(\phi)}} \quad (8)$$

où  $N_e$ ,  $N_{laser}$  sont respectivement le nombre d'électrons dans un paquet et celui de photons dans une impulsion laser,  $f$  est la fréquence de répétition des collisions et  $\sigma_{\vec{r}e}$ ,  $\sigma_{\vec{r}laser}$  sont les tailles RMS

des paquets d'électrons et des impulsions laser. Nous remarquons alors que plus la taille des paquets d'électrons et des impulsions laser diminue et plus le flux de rayons gamma produits  $\mathcal{L}$  augmente. Il en est de même pour l'angle de croisement  $\phi$ . La taille du faisceau laser au point d'interaction ainsi que l'angle de croisement entre les deux faisceaux au point d'interaction doivent donc être les plus petits possible.

En résumé, nous pouvons dire que l'approche par diffusion Compton inverse permet d'obtenir des faisceaux de rayons gamma présentant potentiellement une très bonne mono-chromaticité et un très bon taux de polarisation circulaire à partir d'un faisceau laser dont les photons sont de faible énergie et d'un faisceau d'électrons de quelques GeV ce qui n'est pas le cas de l'approche par onduleur qui nécessite des électrons de plus de 100 GeV. Cependant, elle souffre d'une faible section efficace entraînant la nécessité d'une optimisation de la luminosité de l'interaction. Nous allons maintenant regarder comment cette approche pour la production de rayons gamma polarisés circulairement s'intégrerait dans le projet ILC.

## Le projet Mighty Laser

Afin d'obtenir le flux de positrons polarisés spécifié pour l'ILC via l'approche par diffusion Compton inverse et donc le flux de rayons gamma nécessaire, deux solutions existent à ce jour. La première a été proposée par le Brookhaven National Laboratory [22] et est présentée sur la figure 10. Cette solution consiste à avoir des paquets d'électrons séparés de 12 ns accélérés jusqu'à 4 GeV dans un linac. Les interactions Compton ont lieu directement dans le linac ce qui permet une meilleure focalisation du faisceau d'électrons afin d'augmenter la luminosité de l'interaction. Le système d'amplification laser utilisé pour les collisions est basé sur la technologie CO<sub>2</sub> ( $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ ,  $\hbar\omega_{laser}=0,1 \text{ eV}$ ) et génère des doubles impulsions de 5 ps, 1 J séparées de 12 ns à une cadence de 150 Hz. Chacune de ces impulsions est envoyée dans un recirculateur permettant finalement des collisions toutes les 12 ns dans chaque recirculateur et chaque pulse interagit cent fois avec un paquet d'électrons.

La seconde solution a été proposée en 2005 dans [23] et est présentée sur la figure 11. Elle consiste à avoir un anneau de stockage, dit anneau Compton, dans lequel circulent 6 trains comprenant 45 paquets d'électrons chacun. Dix systèmes laser sont installés sur une des sections droites de l'anneau de stockage afin d'avoir dix points d'interaction Compton inverses en série. La puissance moyenne de chacun des dix faisceaux laser doit être de 1 MW à une fréquence de répétition d'approximativement 325 MHz correspondant aux 3,08 ns entre chaque paquet d'électrons, permettant ainsi une interaction Compton inverse avec tous les paquets d'électrons circulant dans l'anneau. Cette approche permettrait une production de positrons polarisés de  $2,4 \times 10^8$ /tour/paquet. Compte tenu de la circonférence de l'anneau Compton et du nombre de paquets d'électrons dans celui-ci, nous obtenons une production de 2600 paquets de positrons en 22  $\mu\text{s}$  (10 tours) avec  $2,4 \times 10^8$  positrons polarisés par paquet puis arrivons à  $2,4 \times 10^{10}$  positrons polarisés après dix tours dans l'anneau de stockage des positrons ce qui est dans l'ordre de grandeur des spécifications requises pour l'ILC données précédemment. Les 2600 paquets d'électrons sont ensuite injectés dans le linac puis accélérés jusqu'à 500 GeV en vue des collisions. Comme nous pouvons le voir, cette approche pour la production de rayons gamma est très intéressante car en plus des avantages cités précédemment, elle permet de recycler les paquets d'électrons. Cependant son point négatif principal est la nécessité d'un faisceau laser de très forte puissance moyenne pour compenser la faible section efficace de la diffusion Compton inverse. Une R&D très importante est donc à faire pour concevoir un système laser délivrant une telle puissance

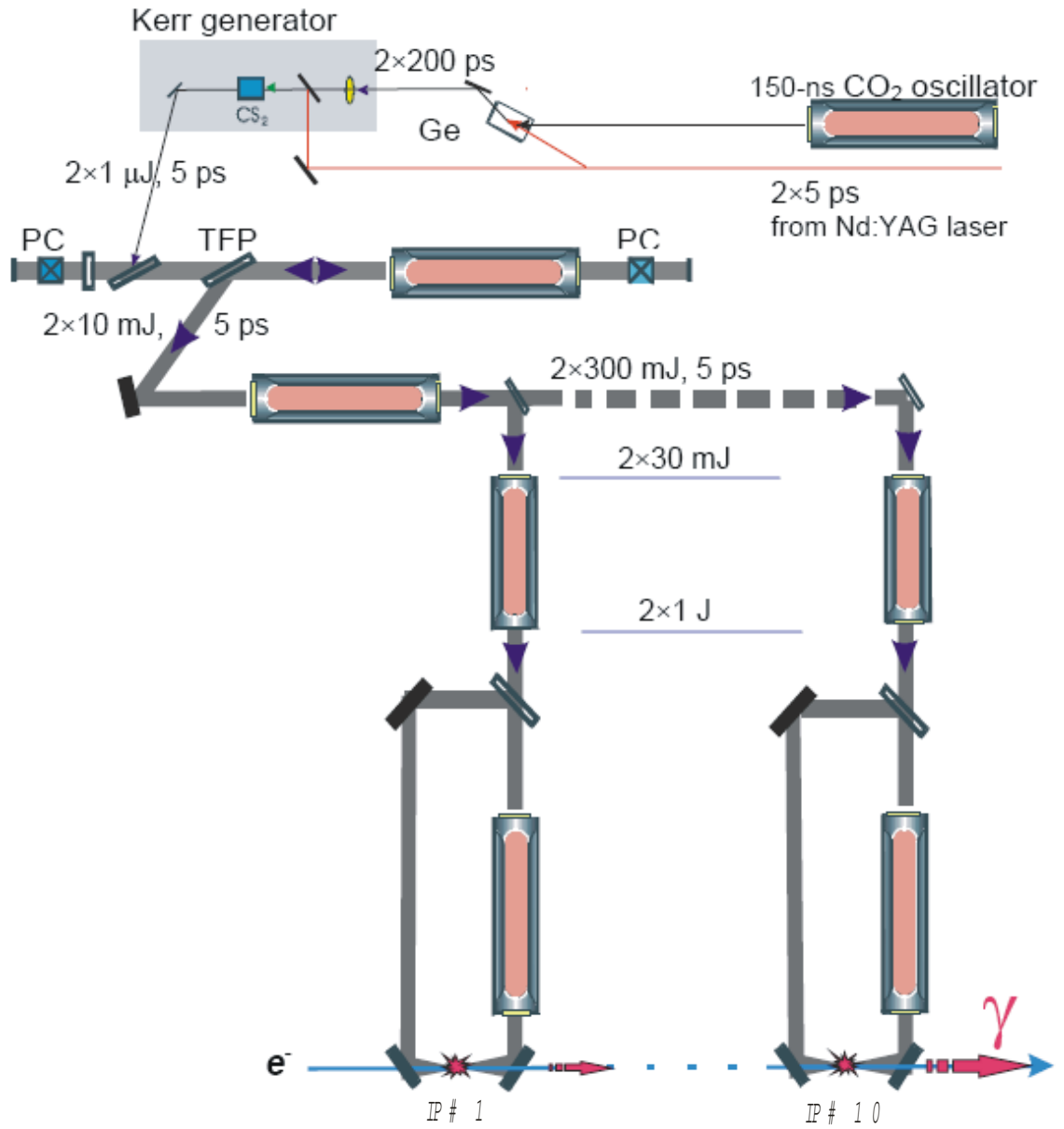


FIGURE 10 – Principe de la solution pour produire des positrons polarisés à partir de la diffusion Compton inverse proposée par le Brookhaven National Laboratory. Le schéma est issu de [22].

moyenne et l'installer sur un anneau de stockage. C'est l'objectif du projet Mighty Laser qui s'inscrit finalement dans une R&D mondiale pour démontrer la faisabilité d'un point d'interaction Compton inverse avec un faisceau laser de 1 MW de puissance moyenne.

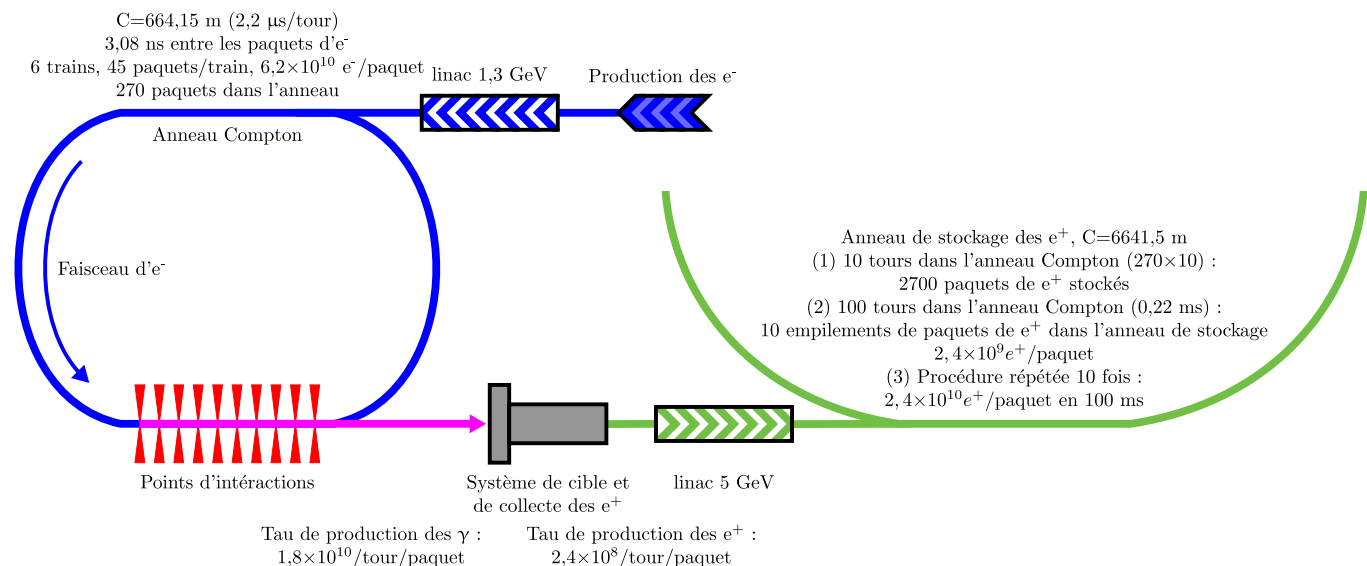


FIGURE 11 – Principe de la solution pour produire des positrons polarisés à partir de la diffusion Compton inverse dans un anneau de stockage pour le projet ILC. Notons que les valeurs données sont simplement un ordre de grandeur.

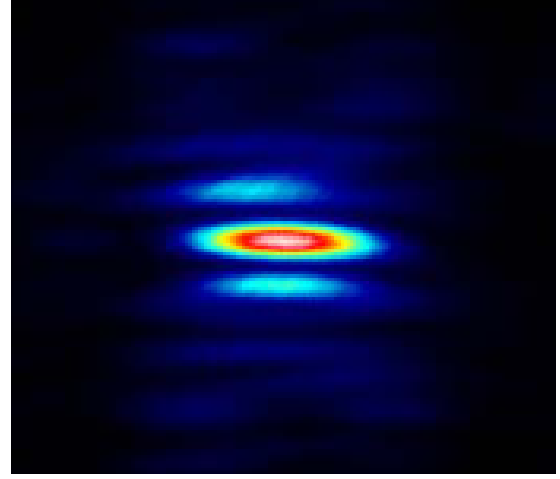
Nous nous proposons maintenant de regarder comment atteindre une telle puissance moyenne. Il y a pour cela différentes solutions que nous allons présenter. Mais avant cela, nous faisons remarquer que nous ne parlerons pas des chaînes laser de très forte puissance crête. La raison est que leurs fréquences de répétition sont généralement inférieures au kilohertz. Par conséquent, bien qu'elles permettent d'obtenir des impulsions de photons diffusés de forte intensité, leur utilité sur un anneau de stockage est faible car il ne sera pas possible d'interagir avec tous les paquets d'électrons.

Maintenant, si nous regardons l'état de l'art des lasers solides de forte puissance moyenne [24], nous voyons que les performances les plus élevées se situent dans le domaine de la recherche militaire. Par conséquent, il est difficile d'obtenir des informations précises quand à ces développements. Nous pouvons cependant voir que le système laser présenté dans [24] est constitué de plusieurs chaînes laser de 15 kW de puissance moyenne en régime continu et devait atteindre 100 kW après une combinaison cohérente des faisceaux délivrés par chaque chaîne. Les derniers résultats que nous avons trouvés à propos de ce projet indiquent que 60 kW ont été atteints en 2009 et que le faisceau laser en sortie de deux chaînes combinées que nous voyons sur la figure 12b présente un  $M^2$  de 2,1 pour une puissance moyenne de 30 kW. À notre connaissance, ce système optique est celui présentant la plus importante puissance moyenne après amplification active mais souffre de plusieurs lacunes pour une utilisation dans le cadre de l'ILC. La première est qu'il s'agit d'un projet militaire. Nous ne savons donc finalement pas grand chose sur les technologies utilisées et une recherche globale intégrant plusieurs laboratoires n'est donc pas possible. De plus, le système fonctionne pour le moment en régime continu et passer en régime impulsionnel entraînerait de nouveaux développements, particulièrement pour le système de compression des impulsions.





(a)



(b)

FIGURE 12 – Boîtier intégrant jusqu'à huit chaînes de 15 kW (12a) et profil spacial du faisceau laser à 30 kW de puissance moyenne (12b)

Une seconde possibilité est l'utilisation de cavités régénératives [25]. La première idée allant dans ce sens a été proposée en 1992 [26] et consiste à installer directement l'oscillateur laser sur l'accélérateur de particule comme nous pouvons le voir sur la figure 13. Il y a cependant deux problèmes

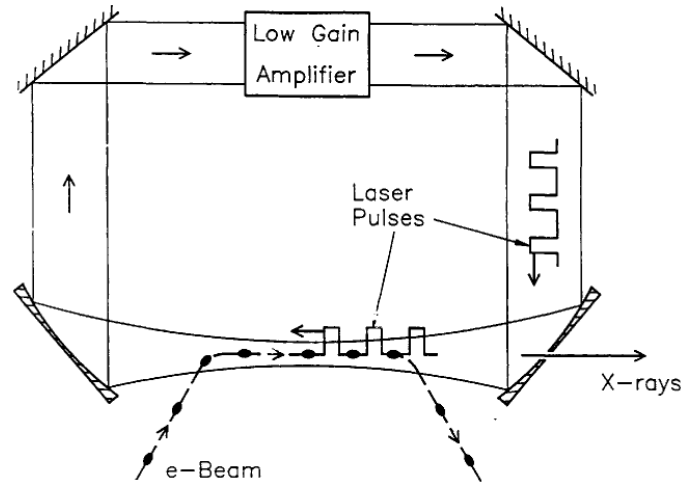


FIGURE 13 – Première proposition de mise en place d'un oscillateur laser installé sur un accélérateur de particules énoncée dans [26].

inhérents à l'utilisation d'une cavité régénératrice pour le projet ILC. Le premier est que le flux nécessaire à l'ILC serait très complexe à maintenir du fait de l'échauffement du crystal amplificateur. Deuxièmement, il est nécessaire d'avoir un faisceau laser impulsionnel. Par conséquent, afin d'éviter d'importants effets non-linéaires lors du passage des impulsions dans le crystal amplificateur, une architecture d'amplification d'impulsions à dérive de fréquence (CPA<sup>1</sup>) [27] doit être implantée au sein de la cavité ce qui n'a jamais été démontré à notre connaissance. Cette possibilité ne semble donc pas satisfaisante dans le cadre du projet ILC.

1. CPA signifie *Chirped-Pulse Amplification*.

La troisième option, développée au *Lawrence Livermore National Laboratory*, est basée sur le principe de la recirculation d'impulsions laser intenses. Cependant afin de diminuer la phase non-linéaire accumulée lors des passages de l'impulsion dans le commutateur optique actif, une méthode de recirculation utilisant un commutateur passif a été développée. Celle-ci se nomme *Recirculation Injection by Nonlinear Gating* (RING) [28] et consiste à utiliser un convertisseur de fréquence tel qu'un cristal non-linéaire dans une cavité optique dont les miroirs sont transparents à la fréquence initiale ( $1\omega$ ) et réfléchissant à la fréquence obtenue après conversion ( $2\omega$ ) comme nous pouvons le voir sur la figure 14. Cependant, si les résultats présentés dans [28] sont très prometteurs, cette méthode ne fait que diminuer la phase non-linéaire accumulée. Par conséquent, les non-linéarités restent un problème lorsque des flux très importants sont nécessaires, comme pour le projet ILC.

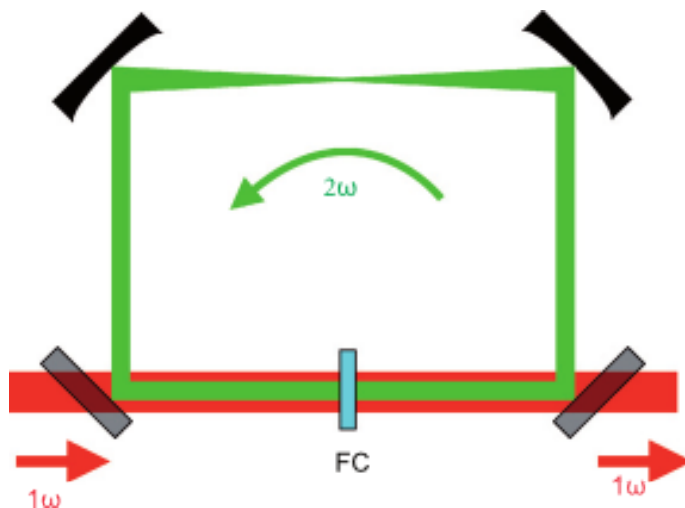


FIGURE 14 – Principe de la méthode RING proposée par Jovanovic et al. présenté dans [28].

La quatrième approche consiste à coupler un faisceau laser à une cavité Fabry-Perot et d'utiliser les propriétés de résonance de celle-ci pour amplifier passivement le faisceau laser [29]. Cette approche vise à empiler de manière cohérente les impulsions du laser au sein de la cavité Fabry-Perot ce qui revient à superposer le peigne de fréquences des impulsions laser [30] sur les modes longitudinaux de la cavité Fabry-Perot [29]. Ce principe est expliqué en détail dans le chapitre 3 de ce manuscrit. Dans ce cas, le fait que la section efficace de l'interaction Compton inverse soit très faible est un avantage car cela signifie que les électrons seront majoritairement transparents pour les photons dans la cavité Fabry-Perot et ne détruisent donc pas la cohérence des impulsions en son sein, rendant alors possible leur empilement cohérent. L'idée d'utiliser cette méthode dans le cadre de la diffusion Compton inverse a été proposée pour la première fois en 1998 par Z. Huang et R. D. Ruth [31]. Lorsque nous la comparons aux deux méthodes précédentes, ses avantages sont multiples et découlent du fait que le faisceau laser circulant dans la cavité Fabry-Perot ne traverse pas de milieux autres que les couches des miroirs diélectriques. Cela permet donc d'atteindre potentiellement des puissances intra-cavité très importantes. De plus, cette méthode a déjà été utilisée pour produire des rayons gamma pour la première fois en 2001 dans le cadre de mesures de polarimétrie [32] puis en 2009 pour la production de rayons gamma polarisés circulairement dans le cadre de l'ILC [33].

Premièrement, si nous regardons l'état de l'art des systèmes laser fibrés [34], nous voyons que des puissances moyennes d'approximativement 800 W sont possibles avec une fréquence de répétition de 78 MHz. Si la fréquence de répétition est dans l'ordre de grandeur de celle nécessaire pour

l'ILC, ce n'est pas le cas de la puissance moyenne qui encore trois ordres de grandeurs en dessous de la puissance moyenne nécessaire pour un point d'interaction. Cependant, coupler ce système à une cavité Fabry-perot a permis d'obtenir une puissance moyenne de 72 kW en régime impulsif avec 50 W de puissance moyenne injecté pour un gain de 1800 [35]. De plus, des gains supérieurs à 10000 en régime impulsif ont aussi été démontré [36, 37]. Avec ces deux résultats, nous voyons que cette méthode permettrait d'atteindre des puissances moyennes intra-cavité de plusieurs centaines de kilowatts pour une puissance incidente de quelques dizaines de watts. C'est dans le cadre de la recherche et du développement de systèmes lasers de fortes puissances moyennes asservis à des cavités Fabry-Perot qu'est développé le projet Mighty Laser et dont l'objectif final est la génération d'un faisceau de rayons gamma polarisés circulairement à très haut flux sur l'anneau de stockage de l'Accelerator Test Facility (ATF) [38, 39] sur le site du KEK à Tsukuba au Japon. La figure 15 est un diagramme du projet Mighty Laser représentant son principe ainsi que les éléments essentiels. Les

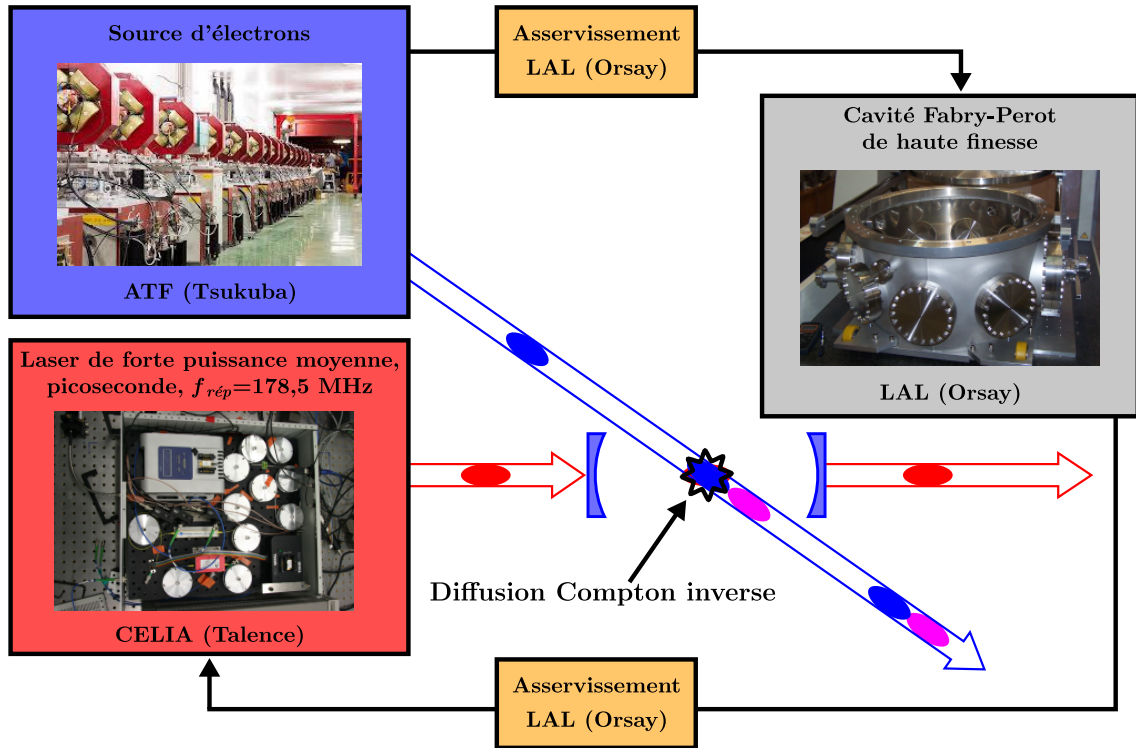


FIGURE 15 – Diagramme du projet Mighty Laser.

raisons du choix de cet accélérateur de particules sont les suivantes. Premièrement, contrairement à d'autres accélérateurs comme le Large Hadron Collider au CERN, l'ATF est un accélérateur de particules dédié à la physique des accélérateurs. Par conséquent, ses utilisateurs ont régulièrement besoin d'effectuer des modifications sur leurs systèmes expérimentaux. L'anneau de stockage est donc accessible régulièrement ce qui permet d'ajuster le système optique ou de réparer de possibles casses de matériel. Deuxièmement, le groupe de recherche du Pr. Omori travaille aussi sur l'anneau de stockage de l'ATF ce qui permet des interactions et des échanges de savoir-faire. Le projet Mighty Laser s'effectue dans un contexte international et est une collaboration entre quatre laboratoires : l'Accelerator Test Facility à Tsukuba pour la source d'électrons ; le Centre Lasers Intenses et Applications (CELIA) à Talence pour le développement du système d'amplification laser ; le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL) à Orsay pour la conception de la cavité Fabry-Perot et des différents systèmes électroniques et le Laboratoire des Matériaux Avancés (LMA) à Lyon pour le dépôt des

couches diélectriques sur les miroirs haute finesse de la cavité Fabry-Perot.

Les objectifs à atteindre au niveau de l'architecture laser sont les suivants. Premièrement, obtenir une puissance moyenne entre 50 W et 100 W après amplification. Pour cette raison, les fibres optiques sont donc un milieu amplificateur plus attractif que les cristaux pour notre applications. Deuxièmement, avoir un faisceau laser Gaussien mono-mode afin d'avoir un couplage optique optimal dans la cavité Fabry-Perot. Troisièmement, avoir un système d'amplification compact de maximum  $1\text{ m} \times 1\text{ m}$  afin de rentrer sur la table optique installée sur l'ATF. Maintenant que nous avons présenté le projet Mighty Laser et justifié le choix d'un laser fibré de forte puissance moyenne couplé à une cavité Fabry-Perot pour la production de rayons X ou gamma par diffusion Compton inverse, nous allons énumérer les différentes applications nécessitant des rayons X ou gamma pour lesquelles il serait possible d'utiliser les travaux développés dans ce manuscrit.

## Diffusion Compton inverse : autres applications

Dans la gamme d'énergie allant du KeV à quelques dizaines de MeV, des développements de sources de photons de flux allant de  $10^{10}$  à  $10^{14}$  photons de largeur spectrale  $\Delta\omega/\omega < 10\%$  sont actuellement en cours pour de nombreuses applications. L'imagerie médicale [40, 41], la radiothérapie [42], la coronarographie [43] ainsi que l'étude d'œuvres d'art [44] nécessitent des rayons X d'une énergie allant d'une dizaine de keV à 100 keV alors que la gestion des déchets nucléaires [45] et leur surveillance requièrent des rayons gamma de quelques MeV et de largeur spectrale  $\Delta\omega/\omega < 1\%$ . D'autre part, les applications en physique des hautes énergies nécessitent des rayons gammas de 20 MeV à quelques centaines de GeV et tout particulièrement dans le contexte des projets de collisionneurs où un faisceau de rayons gamma polarisés circulairement pourrait être utilisé pour créer des positrons polarisés tels que l'ILC dont nous avons parlé précédemment mais aussi pour le Compact Linear Collider (CLIC) [46, 47] qui est un projet similaire à l'ILC qui vise des faisceaux d'électrons et de positrons polarisés de 3 TeV avec une première étape à 500 GeV ainsi que pour le développement de collisionneurs gamma/gamma [48].

Différentes méthodes sont à ce jour utilisées : le rayonnement synchrotron couplé à des ondulateurs et les tubes à anodes tournantes. Cependant, elles ont plusieurs inconvénients comme la taille et les coûts pour les synchrotrons et le flux limité pour les tubes. La diffusion Compton inverse lors de la collision d'un photon et d'un électron constitue une méthode alternative pour produire ces photons de haute énergie. De plus, celle-ci peut être utilisée pour des applications où les rayons gamma produits ne sont pas utilisés en tant que tel mais pour caractériser le faisceau d'électrons utilisé pour leur production. C'est le cas pour les mesures de polarimétrie [18, 32, 49] grâce à la relation entre la section efficace différentielle de l'interaction Compton inverse et les installations *laser wire* consistant à mesurer la taille des paquets d'électrons dans les accélérateurs de particules [50, 51, 52].

Nous pouvons alors lister sur la figure 16 les différentes applications possibles selon l'énergie des électrons et des photons diffusés ainsi que les différentes sources de production de rayons X et gamma par diffusion Compton dans les tables 2 et 3, respectivement. Nous voyons alors que tous les développements effectués dans le cadre du projet Mighty Laser et plus particulièrement ceux présentés dans ce manuscrit pourront être utilisés ultérieurement dans un large panel d'applications, que ce soit dans différents domaines de la recherche scientifique ou dans l'industrie.

Nom	Type	Energie (keV)	Flux
<b>Machines en opération</b>			
PLEIADES (LLNL)	Linac	10-10	$10^7$
Rays T-REX (LLNL)	Linac		
Vanderbilt	Linac	15-50	$10^8$
SLAC	Linac	20-85	
Université Waseda	Linac	0,25-0,5	$2,5 \times 10^4$
AIST (Japon)	Linac	10-40	$10^6$
Université Tsinghua	Linac	4,6	$1,7 \times 10^4$
LUCX (KEK)	Linac	33	$4 \times 10^4$
TERAS (AIST)	Anneau de stockage	1-40	$5 \times 10^4$
Lyncean Tech	Anneau de stockage	7-35	$10^{12}$
<b>Machines en construction</b>			
UTNL (Japon)	Linac	10-40	$10^9$
<b>Machines en projet</b>			
Projets au MIT (USA)	Linac	3-30	$3 \times 10^{12}$
MXI systems	Linac	8-100	$10^9$
SPARC - PLASMONX	Linac	20-380	$2 \times 10^8 - 2 \times 10^{10}$
Quantum Beam (KEK)	Linac	0,2-70	$10^{13}$
Kharkov (SNC KIPT)	Anneau de stockage	10-500	$2,6 \times 10^{13}$
TTX (THU Chine)	Anneau de stockage	20-80	$2 \times 10^{12}$
ThomX (France)	Anneau de stockage	50	$10^{13}$

TABLE 2 – Liste des différentes sources de rayons X par diffusion Compton inverse en opération, en construction et en projet. Notons qu’un espace vide signifie que nous n’avons pas pu obtenir les données.

Nom	Type	Energie (MeV)	Flux	Polarisation
<b>Machines en opération</b>				
HIGS (Duke University)	Anneau de stockage	1-100	$10^8 - 4 \times 10^9$	Linéaire/circulaire
<b>Machines en développement</b>				
HIGS2 (Duke University)	Anneau de stockage	2-12	$10^{10} - 10^{12}$	Linéaire/circulaire
Équipe Omori (ATF)	Anneau de stockage	15-30	$10^8$	Circulaire
Mighty Laser	Anneau de stockage	15-30	$5 \times 10^6$	Circulaire
ELI NP	Linac	5-20		Linéaire

TABLE 3 – Liste des différentes sources de rayons gamma par diffusion Compton inverse en opération et en développement. Notons qu’un espace vide signifie que nous n’avons pas pu obtenir les données.

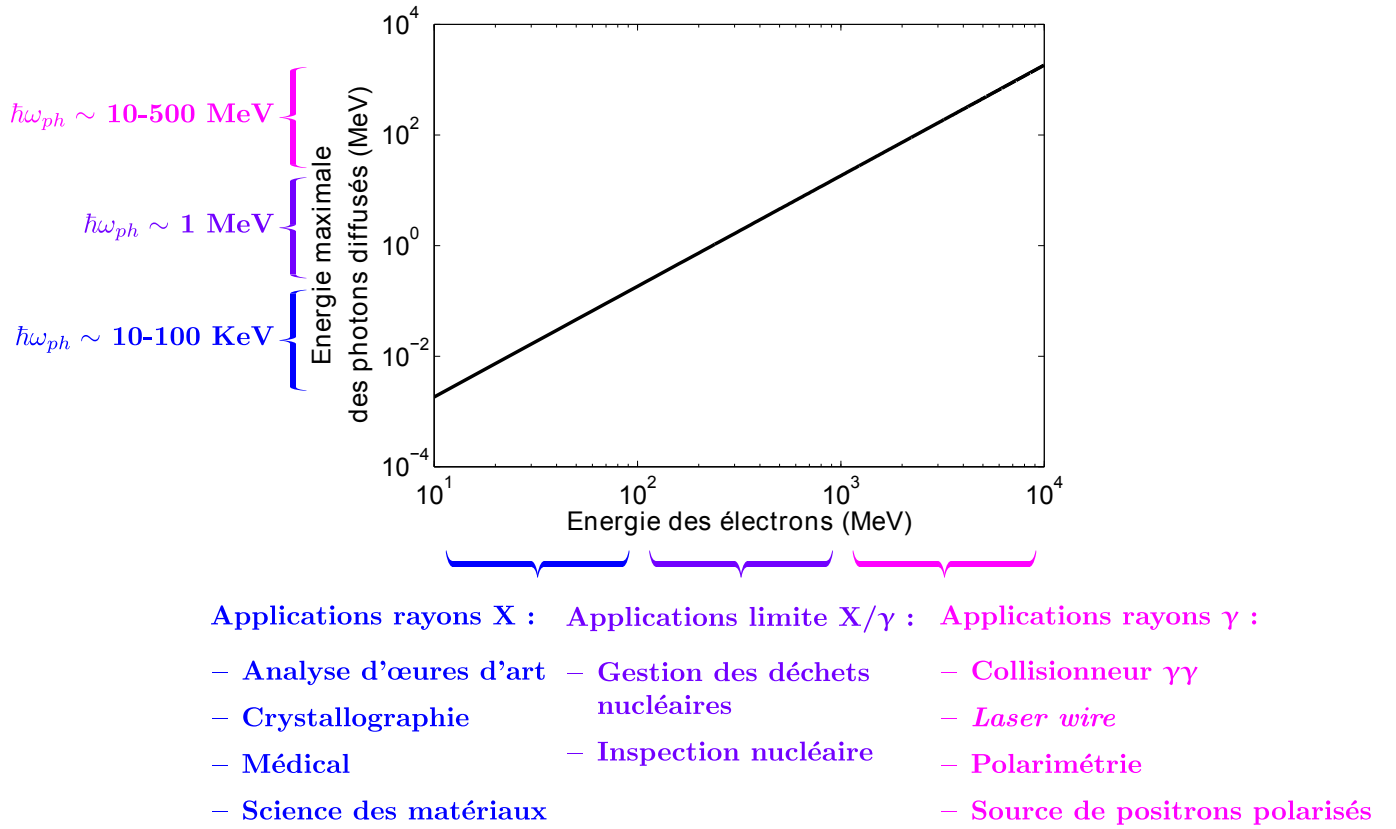


FIGURE 16 – Applications possibles en fonction de l'énergie des photons.

## Organisation du manuscrit

Le travail présenté dans ce document décrit le développement d'un système optique pour la diffusion Compton inverse, son installation sur l'ATF ainsi que les résultats obtenus. Ce manuscrit se divise en sept parties. Après cette introduction générale, nous parlerons des travaux effectués durant ces trois années dans cinq chapitres. Les bases nécessaires à leur compréhension seront posées puis une conclusion sera faite.

Dans le chapitre 1, nous définissons dans un premier temps le champ électrique émis par un oscillateur laser en mode impulsif et introduisons le principe du peigne de fréquences. Nous présenterons ensuite certains moyens d'agir sur ce peigne de fréquences. Dans un second temps, nous posons les bases nécessaires à la compréhension du chapitre 3. Nous décrivons le principe du guidage d'ondes électro-magnétiques dans les fibres optiques ainsi que les effets délétères susceptibles d'apparaître lors de la propagation d'une onde électro-magnétique dans une fibre. Finalement, nous introduisons le principe d'amplification par fibres optiques utilisées comme milieu actif.

Dans le chapitre 2, nous commençons par présenter l'oscillateur laser utilisé pour les différents développements d'architecture d'amplification laser, puis nous présentons les différentes architectures d'amplification laser dans des fibres actives que nous avons développées durant notre travail doctoral. Nous commençons par décrire une architecture d'amplification en régime de compression spectrale basée sur une fibre active micro-structurée de type barreau et présentons les résultats obtenus ainsi que le problème que nous avons rencontré avec ces fibres et qui nous ont contraints à en changer. Nous présentons ensuite les résultats obtenus avec cette architecture avec la seconde fibre active micro-

structurée souple. Nous expliquons ultérieurement pourquoi l’amplification en régime de compression spectrale n’est pas adaptée à l’empilement cohérent d’impulsions laser dans une cavité Fabry-Perot et étudions une seconde architecture d’amplification qui est celle qui a été utilisée pour l’expérience de diffusion Compton présentée dans le chapitre 4. Finalement, après une première campagne de prise de données à l’ATF, nous nous sommes rendus compte que notre architecture d’amplification ne convenait pas à l’environnement d’un accélérateur de particules. Nous finissons donc ce chapitre en présentant et étudiant une troisième architecture d’amplification laser par fibres actives.

Le chapitre 3 est consacré aux cavités Fabry-Perot. Dans un premier temps, nous étudions le comportement d’une cavité Fabry-Perot soumise à un champ électrique. Nous commençons par le cas simple d’une cavité Fabry-Perot composée de deux miroirs en régime continu ce qui nous permet d’introduire certains principes liés aux cavités Fabry-Perot tels que la finesse, le gain intra-cavité ainsi que les conditions de résonance. Une fois les bases de compréhension posées, nous étudions le comportement d’une cavité Fabry-Perot soumise à un champ électrique impulsionnel. Finalement, nous généraliserons cette étude pour une cavité Fabry-Perot composée de quatre miroirs comme celle de l’expérience MightyLaser. Dans un second temps, nous expliquerons la méthode utilisée pour asservir l’oscillateur laser source afin que son champ électrique entre en résonance dans la cavité Fabry-Perot. Finalement, nous présenterons la cavité Fabry-Perot composée de quatre miroirs utilisée pour l’expérience Migthy Laser ainsi que ses spécificités.

Enfin, dans le chapitre 4, nous présentons l’installation de notre système sur l’ATF. Nous commençons par présenter l’ATF et ses caractéristiques et les contraintes liées à ce type d’expérience pour ensuite décrire l’installation du système optique et sa caractérisation. Pour finir, nous présentons les résultats obtenus, tant au niveau de l’empilement cohérent d’impulsions dans la cavité Fabry-Perot qu’au niveau de la production de rayons gamma.

# Chapitre 1

## Concepts de base sur les peignes de fréquences et les lasers à fibres

Bien que les travaux expérimentaux présentés dans ce manuscrit sont principalement dans le domaine de l'optique, ils ont été menés conjointement entre un laboratoire d'optique, le CELIA et un laboratoire de physique des particules et des accélérateurs, le LAL. Par conséquent, il est important d'introduire les concepts d'optique utilisés dans ce manuscrit afin de rendre sa lecture plus accessible. Nous nous proposons donc de présenter ces concepts dans ce chapitre mis à part l'empilement cohérent d'impulsions qui est expliqué dans le chapitre 3 dédié aux cavités Fabry-Perot. Dans un premier temps, nous introduisons le principe de peigne de fréquences et les moyens d'agir sur celui-ci. Dans un second temps, nous présentons le principe de guide d'ondes dans une fibre optique et les différents types de fibres utilisées dans les travaux expérimentaux présentés dans ce manuscrit. Puis nous expliquons le principe de dispersion chromatique et de propagation non-linéaire. Dans un troisième temps, nous expliquons le principe général d'amplification laser et plus particulièrement dans les fibres optiques dopées à l'ytterbium. Pour finir, nous présentons le principe d'une diode laser de forte puissance et l'injection du faisceau délivré par cette dernière dans une fibre.

### 1.1 Peignes de fréquences

#### 1.1.1 Description du champ électro-magnétique d'un faisceau laser en régime impulsif

Nous avons vu dans l'introduction de ce manuscrit que l'amplification passive dans une cavité Fabry-Perot consiste en l'empilement cohérent des impulsions du champ électrique au sein de celle-ci. Il est donc nécessaire d'étudier l'expression du champ électromagnétique délivré par un oscillateur laser. Nous n'allons pas démontrer tout le processus entraînant l'expression du champ électrique d'un oscillateur laser qui est largement expliqué dans la littérature [53] mais simplement donner son expression. Dans le cas d'un oscillateur laser délivrant un faisceau laser en régime impulsif, le champ électrique  $E(t)$  se compose d'un signal sinusoïdal continu dénommé porteuse multiplié par une fonction dénommée enveloppe. Cela donne un train d'impulsions séparées par une période  $T$  comme nous le voyons sur la figure 1.2a. L'expression d'un champ électrique  $E(t)$  composé d'une infinité d'impulsions est donné par [54] :

$$E(t) = \sum_{n=0}^{n=+\infty} \varepsilon(t - nT) \exp(i(\omega_c(t - nT) + (\phi_0 + n\Delta\phi_{ce}))) \quad (1.1)$$



où  $T$  est la période séparant les impulsions,  $\omega_c$  est la pulsation optique des cycles du champ électrique,  $\phi_0$  est la phase de l'impulsion initiale à  $n=0$  et  $\Delta\phi_{ce}$  le déphasage entre une impulsion et la suivante avec  $\phi_n = \phi_0 + n\Delta\phi_{ce}$  la différence de phase entre l'enveloppe et les cycles du champ électrique de la  $n^{ième}$  impulsion. D'un point de vue physique, cette différence de phase correspond au décalage entre la vitesse de phase et de groupe. De plus, nous avons  $\varepsilon(t-nT)$ , l'enveloppe du champ électrique. Dans le cadre des oscillateurs lasers utilisés durant cette thèse, deux profils d'enveloppes sont distingués par les deux expressions suivantes [53] :

- Une enveloppe de forme Gaussienne définie par :

$$\varepsilon(t-nT) = \sqrt[4]{\frac{4\ln(2)}{\pi\tau^2}} \exp\left(-2\ln(2)\frac{(t-nT)^2}{\tau^2}\right) \quad (1.2)$$

- Une enveloppe de forme sécante hyperbolique définie par :

$$\varepsilon(t-nT) = \sqrt{\frac{\ln(1+\sqrt{2})}{\tau}} \operatorname{sech}\left(2\ln(1+\sqrt{2})\frac{t-nT}{\tau}\right) \quad (1.3)$$

où  $\tau$  est la largeur à mi-hauteur de l'intensité  $I$  du champ électrique et où le champ électrique est normalisé selon  $\int I dt = 1$ . La figure 1.1a montre ces deux enveloppes pour une largeur à mi-hauteur  $\tau$  identique.

En plus de l'expression du champ électrique dans le domaine temporel, il peut être intéressant de connaître celle-ci dans le domaine fréquentiel comme nous le verrons dans le chapitre 3 traitant des cavités Fabry-Perot. Afin de calculer l'expression du champ électrique dans le domaine fréquentiel  $E(\omega)$ , nous prenons la transformée de Fourier du champ électrique dans le domaine temporel et suivons le calcul de [54] :

$$\begin{aligned} E(\omega) &= \int E(t) \exp(-i\omega t) dt \\ &= \int \sum_{n=0}^{n=+\infty} \varepsilon(t-nT) \exp(i(\omega_c(t-nT) + (\phi_0 + n\Delta\phi_{ce}))) \exp(-i\omega t) dt \\ &= \sum_{n=0}^{n=+\infty} \exp(i(n(\Delta\phi_{ce} - \omega_c T) + \phi_0)) \int \varepsilon(t-nT) \exp(-i(\omega - \omega_c)t) dt \\ &= \sum_{n=0}^{n=+\infty} \exp(i(n(\Delta\phi_{ce} - \omega_c T) + \phi_0)) \exp(-inT(\omega - \omega_c)) \int \varepsilon(t) \exp(-i(\omega - \omega_c)t) dt \\ &= \exp(i\phi_0) \varepsilon(\omega_c - \omega) \sum_{n=0}^{n=+\infty} \exp(in(\Delta\phi_{ce} - \omega T)) \\ &= \exp(i\phi_0) \varepsilon(\omega_c - \omega) 2\pi \sum_{m=0}^{m=+\infty} \delta(\Delta\phi_{ce} - \omega T - 2\pi m) \end{aligned} \quad (1.4)$$

où nous retrouvons dans notre cas deux définitions pour l'expression de l'enveloppe  $\varepsilon(\omega_c - \omega)$  :

- Une enveloppe de forme Gaussienne définie par :

$$\varepsilon(\omega_c - \omega) = \sqrt[4]{\frac{\tau^2}{4\pi\ln(2)}} \exp\left(-\frac{\tau^2(\omega_c - \omega)^2}{8\ln(2)}\right) \quad (1.5)$$

- Une enveloppe de forme sécante hyperbolique définie par :

$$\varepsilon(\omega_c - \omega) = \sqrt{\frac{\pi^2 \tau}{4 \ln(1 + \sqrt{2})}} \operatorname{sech} \left( \frac{\tau \pi (\omega_c - \omega)}{4 \ln(1 + \sqrt{2})} \right) \quad (1.6)$$

La figure 1.1b montre ces deux enveloppes pour une largeur à mi-hauteur dans le domaine temporel  $\tau$  identique.

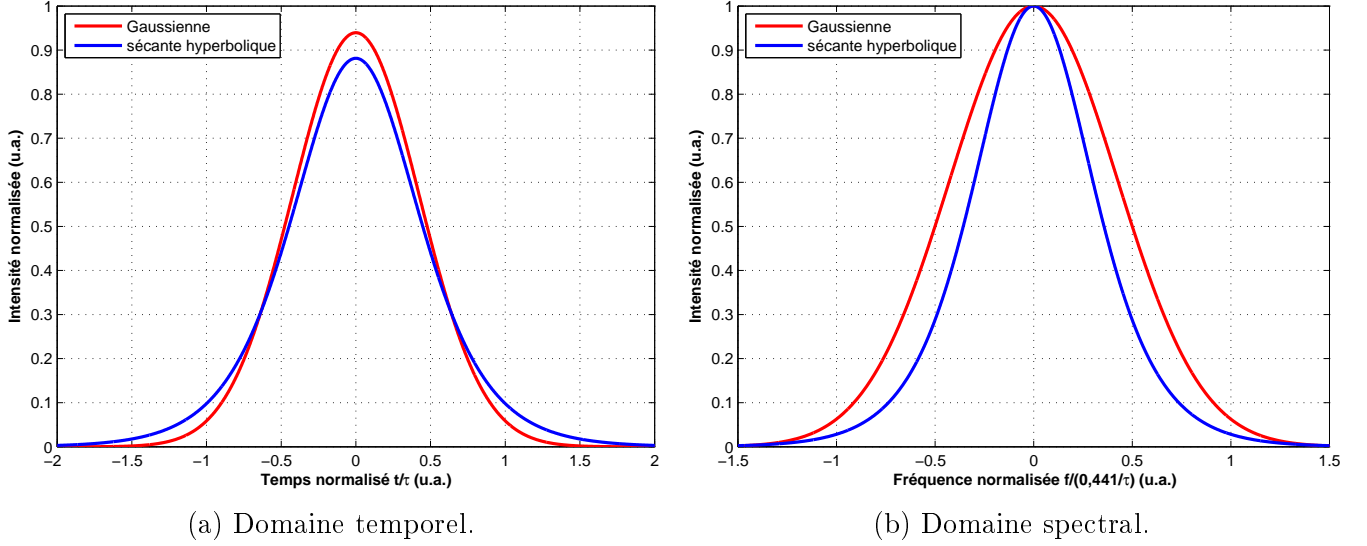


FIGURE 1.1 – Profils temporels en intensité des enveloppes de type Gaussiennes et sécantes hyperboliques et leur correspondance dans le domaine spectral.

L'équation 1.4 est l'expression d'un peigne de fréquences composé d'une infinité de fréquences angulaires discrètes définies par :

$$\omega_m = \frac{2\pi}{T} - \frac{\Delta\phi_{ce}}{T} \quad (1.7)$$

et que nous exprimons sous forme fréquentielle par :

$$\nu_m = \frac{\omega_m}{2\pi} = m f_{rép} + f_{rép} \frac{\Delta\phi_{ce}}{2\pi} = m f_{rép} + f_{ce} \quad (1.8)$$

Nous voyons sur l'équation 1.8 que le peigne de fréquence est défini par deux paramètres :

- $f_{rép}$  définissant l'écart entre deux raies consécutives du peigne de fréquences,
- $f_{ce}$  définissant la position de la première raie du peigne de fréquences par rapport à l'origine des fréquences.

Ces deux paramètres sont des quantités plus ou moins dynamiques, changeant aléatoirement selon la qualité de la stabilisation de l'oscillateur laser. Par exemple, du bruit acoustique ambiant peut entraîner des vibrations mécaniques dans la cavité de l'oscillateur laser déplaçant alors légèrement ses miroirs ce qui entraîne du bruit sur la fréquence de répétition. Le faisceau laser de pompage peut aussi être une source de bruit. En effet, si sa puissance fluctue alors l'effet Kerr optique dans le milieu actif va entraîner des fluctuations des indices de groupe et de phase qui vont entraîner des fluctuations de la fréquence de répétition ainsi que de la phase entre la porteuse et son enveloppe. Cet effet est expliqué en détail dans la section [chap laser non linéarité]. La figure 1.2 résume ce que nous venons d'expliquer en présentant un train d'impulsions dans le domaine temporel et sa correspondance dans le domaine fréquentiel.

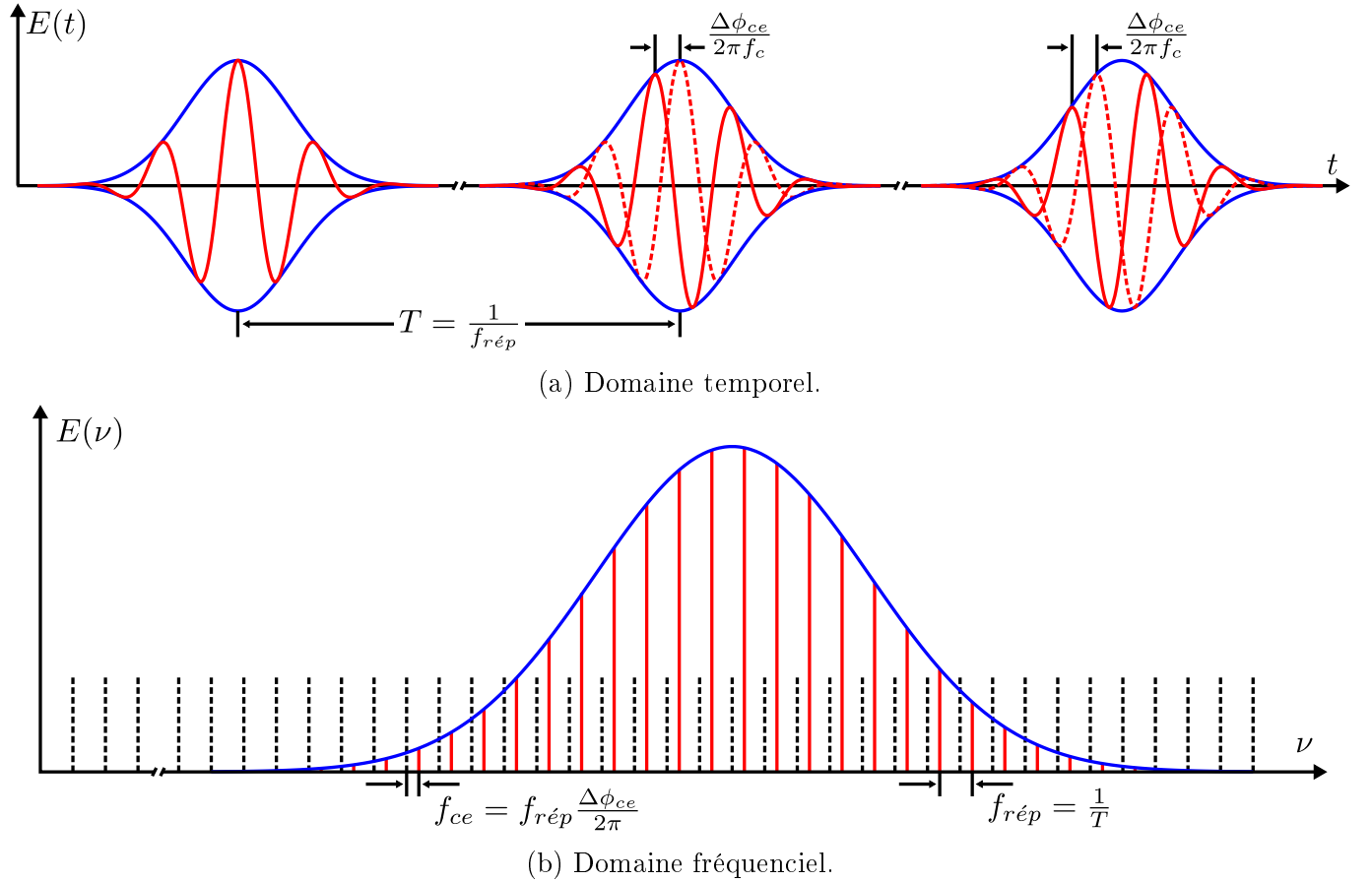


FIGURE 1.2 – Représentation temporelle 1.2a et fréquentielle 1.2b du champ électrique d'un faisceau laser délivré par un oscillateur laser en régime impulsif. La représentation fréquentielle est généralement dénommée peigne de fréquences.

### 1.1.2 Actuateurs permettant d'agir sur les deux paramètres

Nous avons expliqué dans la section précédente que les paramètres  $f_{rep}$  et  $f_{ce}$  d'un peigne de fréquences sont des quantités dynamiques changeant aléatoirement. Il existe cependant des moyens d'agir sur ceux-ci afin de contrôler leurs changements qui sont énumérés dans cette section. De plus, dans le cadre de notre application, la fréquence de répétition de l'anneau de stockage de l'Accelerator Test Facility peut varier de 3 à 4 kHz au cours de l'année. Il est donc important de pouvoir varier d'autant la fréquence de répétition de notre oscillateur laser.

#### Variation de la fréquence de répétition

La fréquence de répétition d'un oscillateur laser est égale à  $f_{rep} = \frac{c}{L}$  avec  $L$  la longueur de sa cavité optique. Une variation de la fréquence de répétition s'obtient donc en changeant cette longueur. La variation de la fréquence de répétition  $\Delta f_{rep}$  s'écrit alors  $\Delta f_{rep} = \frac{c\Delta L}{L^2}$  avec  $\Delta L$  la variation de la longueur de la cavité optique. Cette variation de  $\Delta L$  peut être obtenue de différentes façons que nous nous proposons d'énumérer dans la suite de cette section.

**Miroir :** Une façon simple de modifier la longueur d'une cavité optique est de modifier la position de l'un de ses miroirs, idéalement un où le faisceau laser est réfléchi à incidence nulle afin

de ne pas modifier le chemin optique de faisceau intra-cavité. Selon le type de variations souhaitées, différentes méthodes peuvent être utilisées pour déplacer le miroir. Premièrement, le miroir peut être fixé sur une platine de translation. Cette méthode permet d'entraîner une variation de la longueur de cavité  $\Delta L$  importante mais sa vitesse d'exécution est plutôt lente. Elle est alors préférentiellement utilisée pour contrôler dérives lentes et sur le long terme de la fréquence de répétition. Deuxièmement, le miroir peut être fixé sur un cristal piézo-électrique. Cette méthode permet d'entraîner une variation de la longueur de cavité  $\Delta L$  plus faible que la méthode précédente mais présente l'avantage de la rapidité d'exécution.

**Température :** Une seconde approche permettant de modifier la fréquence de répétition est de faire varier la température de la cavité optique, dilatant alors plus ou moins cette dernière. Cette méthode est utilisée par l'oscillateur laser Origami présenté dans le chapitre 4.2.2. De la même façon qu'un miroir fixé sur une platine de translation, cette méthode est utilisée pour un contrôle des fluctuations lentes de la fréquence de répétition et utilise finalement le même principe que le déplacement d'un miroir.

**Galvanomètre :** Un galvanomètre est une pièce de verre tournant autour d'un axe, positionnée sur le trajet optique du faisceau laser dans la cavité optique comme nous le voyons sur la figure 1.3. La rotation de la pièce de verre va augmenter ou diminuer la longueur de verre traversée par les impulsions laser sans modifier leur chemin optique. Cela va alors modifier la longueur de la cavité  $\Delta L$  vue par les impulsions laser et par conséquent modifier la fréquence de répétition.

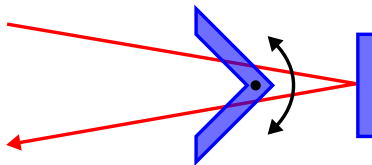


FIGURE 1.3 – Schéma de principe d'un galvanomètre installé dans une cavité laser.

**Modulateur électro-optique :** Un modulateur électro-optique (EOM<sup>1</sup>) est un appareil qui permet de moduler la phase, l'amplitude ou la polarisation d'un faisceau laser en utilisant l'effet Pockels [55, 56]. Dans notre cas, c'est la modulation de la phase qui est intéressante. Sans entrer dans les détails, nous notons simplement que celui-ci consiste en la variation de l'indice de réfraction d'un cristal non-linéaire soumis à un champ électrique et donc de l'indice de groupe  $n_{gr}$ . Cette modification entraîne une variation de la vitesse de groupe  $v_{gr}$  de l'enveloppe des impulsions selon  $v_{gr} = \frac{c}{n_g}$  et par conséquent, une variation de la longueur de la cavité optique vue par l'impulsion laser. Contrairement à un miroir sur un cristal piezo-électrique, les variations sur la fréquence de répétition induites par un modulateur électro-optique sont très faibles. Cependant, son intérêt réside dans sa bande passante. En effet, la fréquence de modulation d'un tel appareil peut atteindre plusieurs centaines de mégahertz. La première utilisation d'un EOM dans une cavité laser pour contrôler sa fréquence de répétition date de 2005 [57].

---

1. EOM signifie *Electro-Optic Modulator*.

## Variation de la phase entre la porteuse et son enveloppe

Le contrôle de la phase entre la porteuse et son enveloppe est critique pour beaucoup d'applications et différentes solutions ont été développées depuis le milieu des années 90 [58, 59]. Nous nous proposons de présenter celles utilisées dans le cadre de notre expérience et de simplement énumérer les autres.

**Double wedge :** Une première solution permettant de modifier  $\Delta\phi_{ce}$  est l'insertion d'un double wedge à l'intérieur ou à l'extérieur de la cavité optique [58]. En effet la variation de phase entre la porteuse et l'enveloppe d'une impulsion se propageant dans un matériau sur une distance  $d$  s'exprime par l'équation 1.9 :

$$\begin{aligned}\phi_{ce}(\omega) &= \frac{\omega dn_g}{c} - \frac{\omega dn_p}{c} \\ &= \frac{\omega^2 d}{c} \frac{\partial n}{\partial \omega}\end{aligned}\tag{1.9}$$

où  $n_g$  et  $n_p$  sont les indices de groupe et de phase du matériau, respectivement. L'insertion d'un double wedge à l'intérieur ou à l'extérieur de la cavité laser permet alors de faire varier  $\Delta\phi_{ce}$  en déplaçant l'un des deux wedges sans modifier le trajet optique comme nous le voyons sur la figure 1.4a. Cependant, cette méthode introduit aussi une variation de  $f_{rép}$  ainsi que du second ordre de dispersion du fait de la variation de l'épaisseur de matériau vue par l'impulsion. Une seconde méthode a donc été développée [60, 61]. Son principe est de coller deux wedges de deux matériaux différents mais présentant des indices de groupes les plus proches possible comme nous le voyons sur la figure 1.4b. Cette méthode permet un contrôle sur les fluctuations lentes de  $\Delta\phi_{ce}$  tout en ne modifiant que très légèrement  $f_{rép}$ .

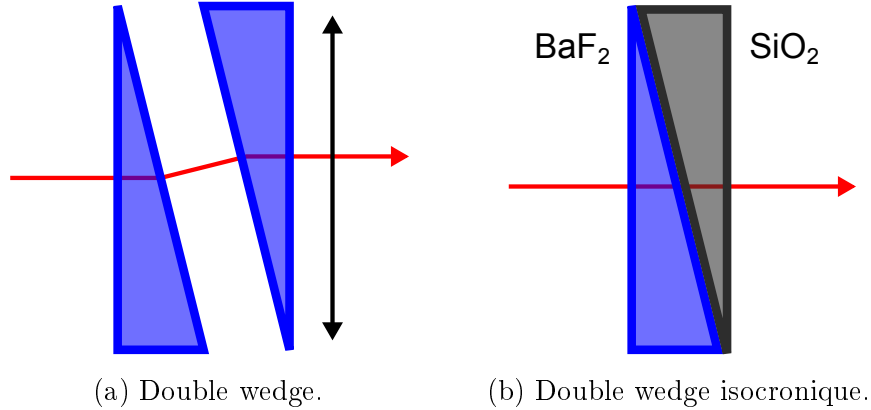


FIGURE 1.4 – Schéma de principe d'un double wedge classique (1.4a) et d'un double wedge isocronique (1.4b).

**Modulateur acousto-optique :** Une seconde solution permettant de modifier  $\Delta\phi_{ce}$  est l'utilisation d'un modulateur acousto-optique (AOM<sup>2</sup>) à l'extérieur de la cavité optique [62]. Sans entrer dans les détails sur le fonctionnement d'un AOM, nous notons simplement que son principe est la diffraction d'un faisceau laser se propageant dans un milieu cristallin soumis à une onde acoustique

2. EOM signifie *Acousto-Optic Modulator*.

comme nous le voyons sur la figure 1.5. Les faisceau diffractés subissent alors un décalage en fréquence selon :

$$f_m = f_{ce} + mf_s \quad (1.10)$$

où  $f_m$  et  $f_s$  sont respectivement les fréquences après l'AOM et de l'onde sonore et  $m$  est l'ordre de diffraction. Nous voyons donc qu'en contrôlant la fréquence de l'onde acoustique, nous pouvons contrôler la fréquence  $f_{ce}$  définissant la position de la première raie du peigne de fréquences par rapport à l'origine des fréquences.

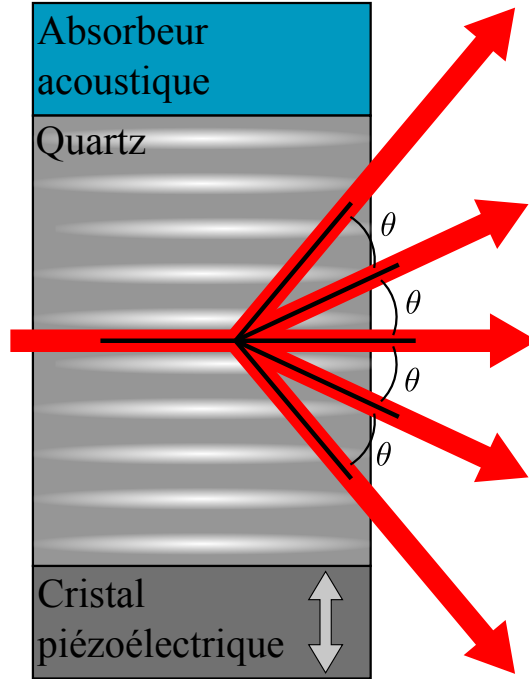


FIGURE 1.5 – Schéma de principe d'un AOM.

**Autres méthodes :** Il existe d'autres méthodes permettant d'agir sur la phase entre la porteuse et son enveloppe qui ne sont pas utilisées dans notre architecture. Nous nous proposons de les énumérer sans entrer dans les détails. Premièrement, sur les oscillateurs laser en régime impulsionnel présentant une ligne de prismes, pivoter le miroir en fin de celle-ci entraîne une variation de  $\Delta\phi_{ce}$  [63]. Moduler la puissance de pompage optique permet aussi d'agir sur  $\Delta\phi_{ce}$  [58, 59, 64]. Finalement, les réseaux de diffraction d'un étireur ou d'un compresseur à réseaux peuvent aussi être utilisés [65, 66].

Nous avons montré un panel d'actuateurs différents permettant d'agir sur les deux paramètres caractéristiques d'un peigne de fréquence que sont la fréquence de répétition et la phase entre la porteuse et son enveloppe. Cependant, aucun chiffre précis n'est donné en ce qui concerne la bande passante ainsi que l'amplitude des variations induites par ces actuateurs. La raison est que celles-ci dépendent grandement de l'actuateur lui-même ainsi que de l'oscillateur laser dans lequel il est installé. En effet, si l'on prend l'exemple d'un miroir fixé sur un cristal piézo-électrique, nous pouvons facilement comprendre que le poids du miroir joue un rôle dans l'inertie de l'actuateur et sa rapidité d'exécution. De même que l'amplitude du changement qu'il induit sur la fréquence de répétition change selon la taille de la cavité optique. Cependant, nous présentons des ordres de grandeur pour les actuateurs que nous utilisons dans la table 1.1.

	Fréquence de répétition				Phase enveloppe/porteuse	
	Température	Miroir sur platine	Miroir sur cristal PZT	EOM	Double wedge	AOM
Gamme dynamique	Grande (mm)	Grande (mm)	Moyenne ( $\mu\text{m}$ )	Petite (nm)	Grande (rad)	Petite (mrad)
Bande passante	$<\text{Hz}$	$\sim\text{Hz}$	$\sim 1\text{-}10\text{ kHz}$	$\sim 1\text{-}10\text{ MHz}$	$\sim\text{Hz}$	$\sim 100\text{ kHz}$

TABLE 1.1 – Ordres de grandeur sur la gamme dynamique et la bande passante des actuateurs utilisés dans le projet Mighty Laser.

## 1.2 Fibres optiques : éléments de compréhension

### 1.2.1 Propriétés modales

Dans la grande majorité des applications utilisant des fibres optiques, le profil d'intensité du faisceau laser sortant est crucial. En effet, c'est généralement le mode Gaussien fondamental qui est recherché et l'apparition de modes d'ordres supérieurs est généralement délétère. Il est donc important de comprendre comment le champ électromagnétique d'un faisceau laser est guidé dans une fibre optique et donc la façon dont les différents modes du champ électromagnétique se propagent dans la fibre optique. Le but de cette section n'étant pas de redémontrer toute la théorie de la propagation d'un champ électromagnétique dans les fibres optiques qui est largement présente dans la littérature [67, 68], nous nous proposons simplement d'en rappeler les principes qui nous semblent importants. Pour cela, nous étudions le modèle simplifié de la propagation d'un champ électromagnétique dans une fibre à sauts d'indice telle que celle présentée sur la figure 1.6 présentant un cœur dont le diamètre est de quelques fois la longueur d'onde. Son cœur est constitué d'un matériau de forme cylindrique de rayon  $a$  et d'indice de réfraction  $n_1$  et est entouré d'une gaine optique constituée d'un matériau d'indice de réfraction  $n_2$  inférieur à  $n_1$ . La validité de ce modèle implique que le diamètre de la gaine optique ainsi que la longueur de la fibre optique soient infinis.

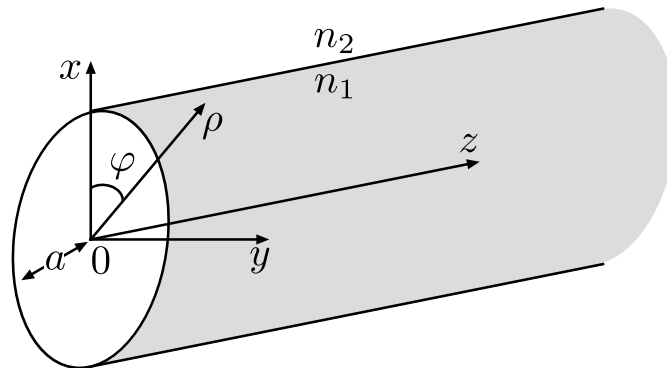


FIGURE 1.6 – Section d'une fibre à géométrie cylindrique de longueur infinie. Le rayon de son cœur est  $a$  et celui de sa gaine optique est considéré comme infini. Les indices de réfraction du cœur et de la gaine optique sont respectivement  $n_1$  et  $n_2$ .

La propagation d'un faisceau laser dans une fibre optique est décrite par les équations de Max-

well. Dans la majorité des cas, les équations sont exprimées en coordonnées cylindriques à cause de la symétrie du guide d'onde<sup>3</sup>. Dans le cadre simplifié étudié ici, cela donne au final deux systèmes de six équations. Un pour le cœur et un pour la gaine. Chaque système est composé d'une équation par coordonnée pour chaque champ, électrique et magnétique, faisant apparaître des fonctions de Bessel  $J_m$  ou  $K_m$ . Lorsque l'équation aux valeurs propres est établie, elle peut être résolue numériquement en utilisant les paramètres du problème qui sont le nombre d'onde du champ électromagnétique dont on souhaite calculer la propagation dans la fibre optique, les indices de réfraction du cœur et de la gaine optique, le rayon du cœur ainsi que les conditions aux limites. Celles-ci sont les suivantes : le champ électromagnétique doit être défini pour  $\rho = 0$ , évanescer lorsque  $\rho \rightarrow \infty$  et présenter une continuité à l'interface entre le cœur et la gaine optique. La résolution de cette équation permet d'obtenir les constantes de propagation  $\beta_m$  du problème. Celles-ci présentent généralement plusieurs valeurs pour chaque valeur de  $m$ . La constante de propagation  $\beta_m$  est donc généralement présentée sous la forme  $\beta_{mn}$  avec  $n$  un entier positif.

Le champ électromagnétique d'un faisceau laser se propageant en espace libre ou dans un matériau autre qu'un guide d'onde est généralement défini comme n'ayant pas de champ électrique et de champ magnétique dans le sens de sa propagation. Ses modes sont alors appelés transverses électromagnétiques ou  $TEM_{mn}$  avec  $m$  et  $n$  des entiers positifs indiquant l'ordre du mode transverse. Cela est vrai dans l'approximation paraxiale qui peut généralement être appliquée aux faisceaux lasers dans le cadre de nos applications. Dans une fibre optique, ce n'est généralement pas le cas et les composantes  $E_z$  et  $H_z$  du champ dans le cœur ou la gaine optique d'une fibre optique ne sont pas nulles sauf pour les cas où  $m = 0$ . C'est pour cette raison que les modes se propageant dans les fibres sont nommés  $EH_{mn}$  ou  $HE_{mn}$  selon qui de  $E_z$  ou de  $H_z$  domine. Notons que dans le cas particulier où  $m = 0$ ,  $EH_{0n}$  et  $HE_{0n}$  peuvent respectivement être noté  $TE_{0n}$  ou  $TM_{0n}$ . Cependant, lorsque le paramètre de hauteur de profil  $\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}$  est faible, typiquement  $\Delta \ll 1$ , la fibre optique est dite faiblement guidante [69]. Les composantes longitudinales  $E_z$  et  $H_z$  des différents modes du champ électromagnétique sont alors négligeables. Les modes du champ électromagnétique sont alors polarisés linéairement et une seconde notation  $LP^4_{mn}$  est alors utilisée. Les tables 1.2 et 1.3 présentent respectivement les correspondances entre ces deux notations et les profils d'intensité pour les premiers modes du champ électromagnétique. Pour finir le diamètre du champ électrique du mode  $LP_{01}$  est nommé MFD<sup>5</sup>.

Notation $LP_{mn}$	Notation traditionnelle	Nombre de modes dégénérés
$LP_{01}$	$HE_{11}, EH_{01}$	2
$LP_{11}$	$TE_{01}, TM_{01}, HE_{21}, EH_{11}$	4
$LP_{21}$	$EH_{11}, HE_{31}, EH_{21}, HE_{21}$	4
$LP_{02}$	$HE_{12}, EH_{02}$	2
$LP_{31}$	$EH_{21}, HE_{41}, HE_{31}, EH_{31}$	4
$LP_{12}$	$TE_{02}, TM_{02}, HE_{22}, EH_{12}$	4

TABLE 1.2 – Correspondances entre la désignation LP et la désignation traditionnelle.

3. Il existe cependant des fibres optiques présentant une gaine optique rectangulaire ou un cœur décalé par rapport au centre de la fibre optique qui ne sont pas dans ce cas là.

4. LP modes signifie *Linearly Polarized modes*.

5. MFD signifie *Mode Field Diameter*.



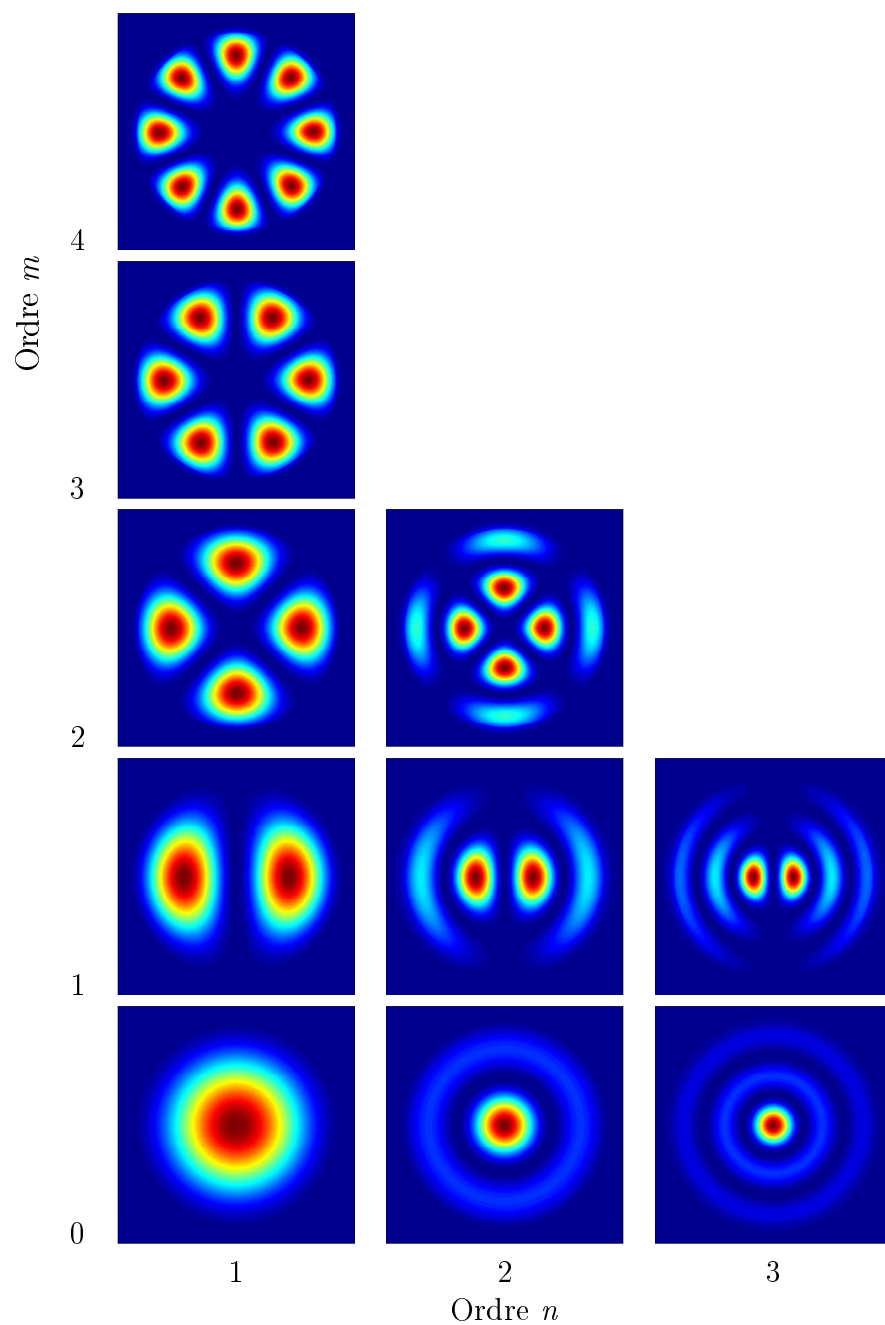


TABLE 1.3 – Profil d'intensité du champ électrique de quelques modes  $LP_{mn}$  guidés dans le cœur d'une fibre optique à sauts d'indice.

Un mode est uniquement défini par sa constante de propagation. Afin de comprendre la propagation des modes, l'index effectif de la propagation  $\bar{n} = \frac{\beta}{k_0}$  est introduit avec  $k_0$  la fréquence spatiale de l'onde électromagnétique dans le vide. Sa valeur est comprise entre les indices de réfraction du cœur et de la gaine optique selon  $n_1 > \bar{n} > n_2$ . En effet, lorsque  $\bar{n} \leq n_2$ , le mode cesse d'être guidé. En fait, cela se comprend par le fait que lorsque c'est le cas, le champ du mode n'est pas évanescent dans la gaine optique. Une coupure à partir de laquelle un mode ne se propage plus est donc atteinte lorsque  $\bar{n} \leq n_2$ . Deux paramètres de normalisation peuvent alors être introduits, la fréquence normalisée  $V$  et la constante de propagation  $b$  qui sont définies par :

$$V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.11)$$

et :

$$b = \frac{\bar{n} - n_2}{n_1 - n_2} \quad (1.12)$$

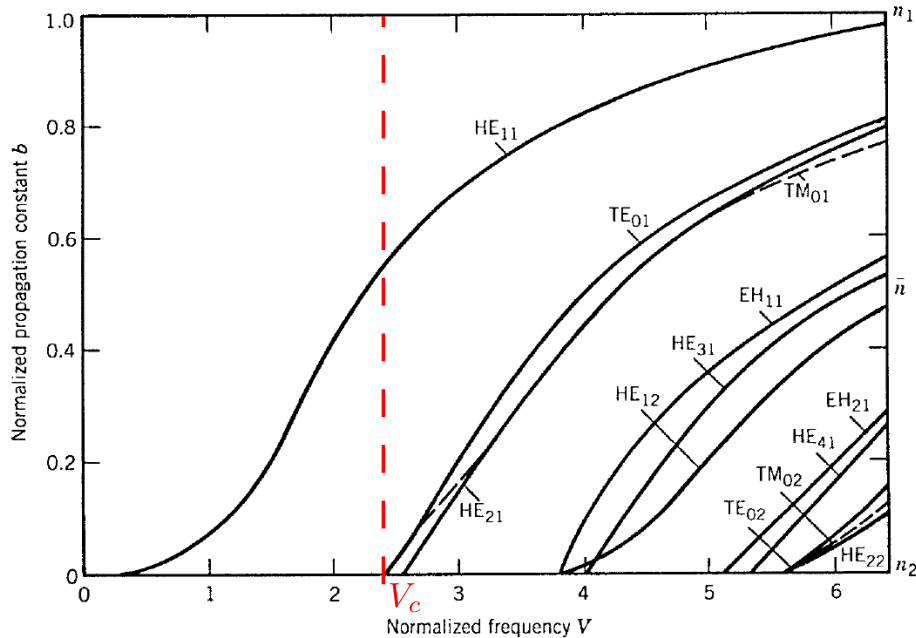


FIGURE 1.7 – Évolution de la constante de propagation normalisée  $b$  pour différents modes du champ électromagnétique en fonction de la fréquence normalisée  $V$ . On remarque que le nombre de modes guidés augmente avec la fréquence normalisée.

La valeur de fréquence normalisée d'une fibre optique détermine les champs électromagnétiques guidés dans son cœur. Pour illustrer cela, nous présentons sur la figure 1.7 un graphique issue de [68] qui donne la constante de propagation  $b$  des premiers ordres de mode en fonction de la fréquence normalisée  $V$ . Le nombre de modes du champ électromagnétique guidés par une fibre optique peut être approximé par  $M \simeq \frac{V^2}{2}$ . Sur ce graphique, nous remarquons que pour une certaine valeur de  $V$ , il n'y a plus qu'un seul mode du champ électromagnétique qui soit guidé dans le cœur d'une fibre optique. Cette valeur se nomme fréquence normalisée de coupure  $V_c$  et est la plus petite valeur de  $V$  pour laquelle  $J_0(V) = 0$  soit  $V_c \simeq 2.405$ . Il est donc dit d'une fibre qu'elle est mono-mode pour une longueur d'onde lorsque la valeur de sa fréquence normalisée à cette longueur d'onde est inférieure à  $V_c$  et multi-mode dans le cas contraire.

Une autre propriété importante d'une fibre optique est que pour un mode donné, la fraction de sa puissance se propageant dans son cœur dépend de la fréquence normalisée de la fibre optique. En effet, pour un mode donné, cette puissance diminue avec  $V$ . Pour illustrer cela, nous présentons sur la figure 1.8 un graphique issue de [67] qui donne la fraction de puissance se propageant dans le cœur de différents modes du champ électromagnétique et la figure 1.9 présente le cas particulier du mode  $HE_{11}$ .

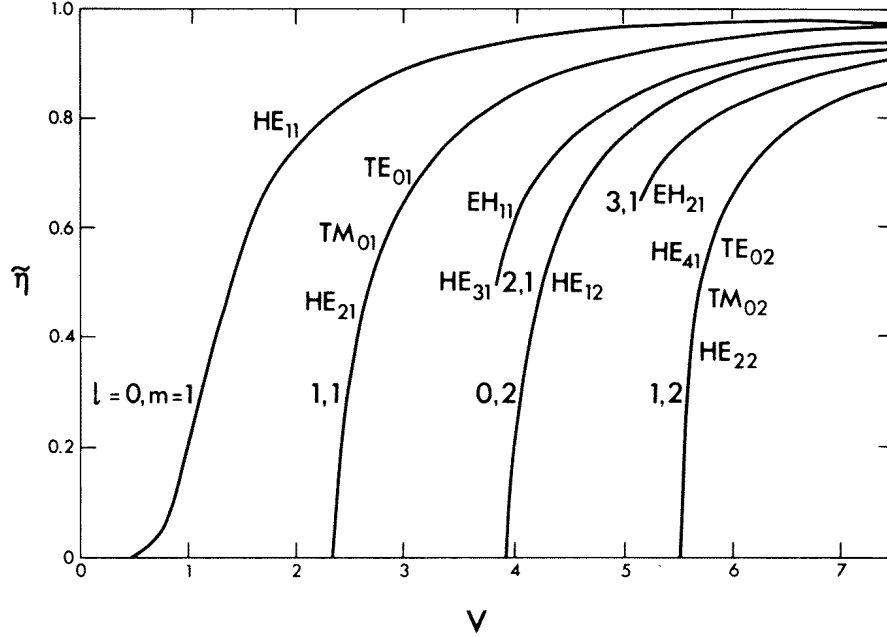


FIGURE 1.8 – Fraction  $\tilde{\eta}$  de la puissance se propageant dans le cœur en fonction de la fréquence normalisée  $V$  pour différents modes du champ électromagnétique.

## 1.2.2 Structure des fibres optiques

Maintenant que la propagation d'un champ électrique dans le cœur d'une fibre optique a été présentée, nous allons parler des structures des fibres optiques utilisées dans ce manuscrit. Celles-ci peuvent être dissociées en deux familles distinctes.

La famille la plus courante, utilisée dans la section 2.4, est celle des fibres optiques dites double gaine à sauts d'indice [70]. Celles-ci sont constituées d'un cœur entouré d'une gaine optique, elle-même entourée d'une gaine polymère. Certaines de ces fibres optiques présentent en plus une seconde gaine optique avant la gaine polymère. Une représentation générique de ces fibres optiques ainsi que leur profil d'indice sont présentés sur la figure 1.10. Afin que les signaux se propageant dans le cœur et dans la gaine optique soient guidés, les indices de réfraction des trois parties composant la fibre optique sont tels que  $n_{co} > n_{go} > n_{gp}$ . Notons que dans une fibre réelle, les sauts d'indice de réfraction ne sont pas si nets.

La seconde famille utilisée dans les sections 2.2 et 2.3 est celle des fibres optiques à cristaux

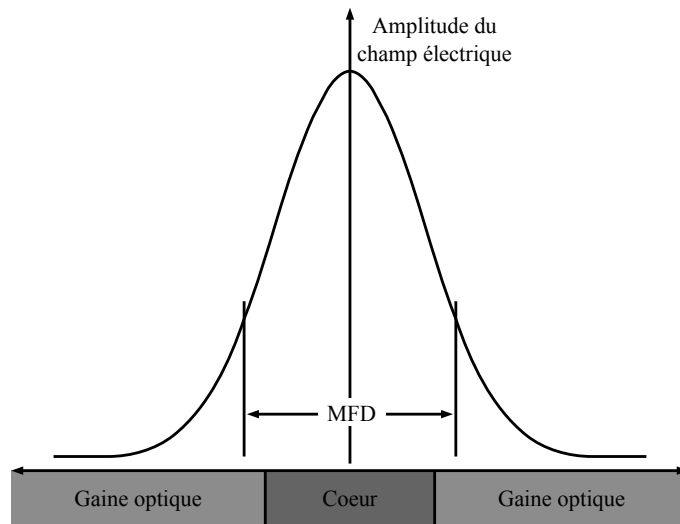


FIGURE 1.9 – Profil spacial du mode  $HE_{11}$  se propageant dans une fibre optique. Nous remarquons qu’une partie de la gaussienne est dans la gaine optique.

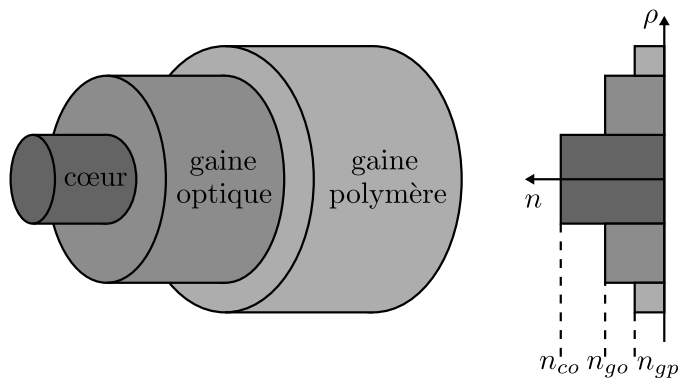


FIGURE 1.10 – Fibre optique à saut d’indice ainsi que son profil d’indice. Les indices de réfraction du cœur, de la gaine optique et de la gaine polymère sont  $n_{co}$ ,  $n_{go}$  et  $n_{gp}$ , respectivement.

photoniques (PCF<sup>6</sup>) ou fibres optiques micro-structurées. Ce type de fibre optique est apparu dans les années 1990 [71, 72, 73]. L'idée originale repose sur le fait d'utiliser une micro-structure de trous d'air au centre de la fibre optique pour induire la variation de l'indice de réfraction entre le cœur et le milieu l'entourant afin d'obtenir un guide d'ondes. Cette micro-structure se propage tout le long de l'axe longitudinal de la fibre optique et l'absence de un ou plusieurs trous au centre de la micro-structure forme un cœur de taille variable selon le nombre de trous faisant défaut. La figure 1.11 montre la structure typique d'une telle fibre optique. L'intérêt majeur de ces fibres optiques par rapport aux fibres optiques à sauts d'indice est l'indice de réfraction effectif  $n_{eff}$  induit par la micro-structure de la zone entourant le cœur. En effet, la micro-structure de trous d'air fait que cet indice de réfraction  $n_{eff}$  peut être tel que  $\Delta = \frac{n_1^2 - n_{eff}^2}{2n_1^2} \ll 1$ . Or, comme nous l'avons vu dans la section précédente, le nombre de modes du champ électromagnétique pouvant être guidé dans le cœur d'une fibre optique décroît avec la fréquence normalisée  $V$ . Par conséquent, ces fibres optiques sont mono-modes pour des diamètres de cœur plus grand que les fibres optiques à sauts d'indice.

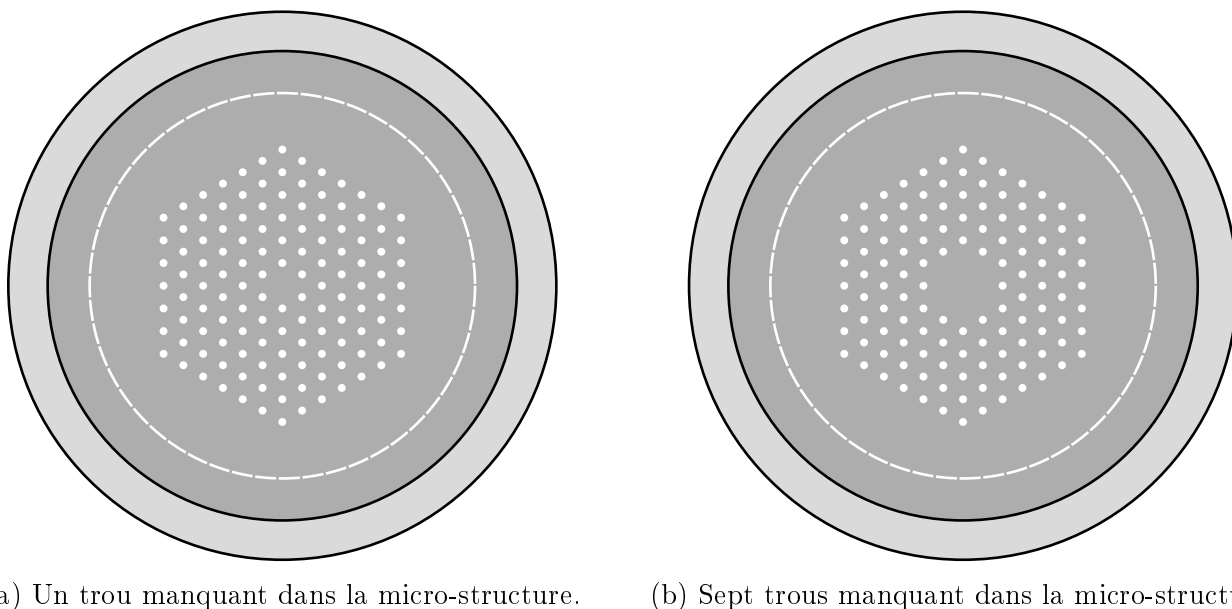


FIGURE 1.11 – Structure de deux fibres optiques micro-structurées avec une gaine d'air présentant un trou manquant (1.11a) et sept trous manquant (1.11b) dans sa micro-structure.

Nous nous proposons de faire une étude comparative du nombre de modes du champ électromagnétique guidés dans les cœur de certaines fibres optiques appartenant à ces deux familles. Cette étude est présentée dans la table 1.4 et nous remarquons comme indiqué précédemment que les fibres optiques micro-structurées permettent de limiter le comportement multi-mode pour des diamètres de cœur importants.

### 1.2.3 Ouverture numérique

Lorsqu'un faisceau laser arrive sur la face d'entrée d'une fibre optique, celui-ci ne se couple pas entièrement au cœur ou à la gaine optique de la fibre optique. Nous nous proposons donc d'expliquer la raison de ce phénomène. Pour cela, nous utilisons l'approximation de l'optique géométrique valable

---

6. PCF signifie *Photonic Crystal Fiber*.

Fibres optiques à sauts d'indice Nufern					
Nom	Diamètre de cœur	$V$	Nombre de modes guidés		
			Notation traditionnelle	Notation $LP_{mn}$	
PM980-XP	5,5	$\simeq 2,01$	2		1
PLMA-GDF-10/400	11,5	$\simeq 2,70$	4		2
PLMA-GDF-15/130	15	$\simeq 3,65$	4		2
PLMA-GDF-20/400-M	20	$\simeq 3,96$	8		4
PLMA-GDF-25/250-M	25	$\simeq 4,95$	8		4
PLMA-GDF-30/250	30	$\simeq 5,48$	10		5
Fibres optiques micro-structurées NKT Photonics					
Nom	Diamètre de cœur	$V$	Nombre de modes guidés		
			Notation traditionnelle	Notation $LP_{mn}$	
LMA-PM-5	5	$\simeq 3,50$	4		2
LMA-PM-10	10	$\simeq 3,65$	4		2
LMA-PM-15	14,8	$\simeq 3,60$	4		2
DC-200/40-PZ-Yb	40	$\simeq 3,65$	4		2
DC-200/85-Yb-ROD	85	$\simeq 5,18$	10		5
DC-285/100-PM-Yb-ROD	100	$\simeq 6,09$	10		5

TABLE 1.4 – Comparaisons du nombre de modes du champ électromagnétique guidés entre quelques fibres optiques à sauts d'indice et micro-structurées.

lorsque le diamètre du cœur de la fibre optique est très grand devant la longueur d'onde du faisceau laser guidé. Afin qu'un rayon de lumière soit guidé dans le cœur ou la gaine optique d'une fibre optique, il doit être réfléchi sur les bords du guide d'onde comme le montre la figure 1.12. Notons que le principe est le même pour une propagation dans la gaine. En reprenant les notations de la figure 1.12 et en utilisant la loi de Snell-Descartes, nous obtenons  $\sin(\theta_{max}) = \frac{1}{n_0} \sqrt{n_{co}^2 - n_{go}^2}$ . L'ouverture numérique est alors définie comme le sinus de l'angle maximal qu'un photon incident peut avoir pour être guidé dans le cœur ou la gaine optique d'une fibre optique et s'exprime par les équations 1.13 et 1.14 pour le cœur et la gaine optique, respectivement.

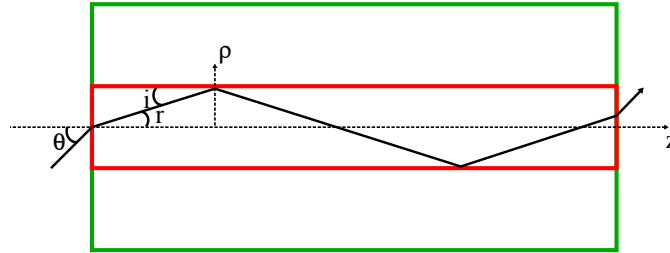


FIGURE 1.12 – Propagation d'un rayon optique dans le cœur d'une fibre optique. Le rayon optique arrive sur l'interface air/cœur avec un angle d'incidence  $\theta$ , est réfracté avec un angle  $r$  puis arrive sur l'interface cœur/gaine optique avec un angle  $i$ .

$$ON_{co} = \frac{1}{n_0} \sqrt{n_{co}^2 - n_{go}^2} \quad (1.13)$$

$$ON_{go} = \frac{1}{n_0} \sqrt{n_{go}^2 - n_{gp}^2} \quad (1.14)$$

D'après les équations 1.13 et 1.14, nous remarquons que nous retrouvons l'expression de la fréquence normalisée d'un guide d'onde avec l'équation 1.15.

$$V = k_0 a O N \quad (1.15)$$

### 1.2.4 Dispersion chromatique

La dispersion chromatique est un phénomène provenant de la dépendance fréquentielle de l'indice de réfraction d'un milieu traversé par un champ électromagnétique. Cela induit une dépendance fréquentielle de la fréquence spatiale  $k$  qui s'écrit alors via un développement en série de Taylor autour de la fréquence centrale du champ électromagnétique. Notons que cette expression s'écrit conventionnellement en fonction de la fréquence angulaire selon :

$$k(\omega) = k_0 + \frac{\partial k}{\partial \omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial^2 \omega}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 k}{\partial^3 \omega}(\omega - \omega_0)^3 + o((\omega - \omega_0)^n) \quad (1.16)$$

Cependant, l'utilisation de la fréquence spatiale  $k$  est seulement valable pour un milieu semi-infini ce qui n'est pas le cas d'un guide d'onde. Comme nous l'avons vu dans la section 1.2.1 de ce chapitre, l'indice de réfraction d'une fibre optique ne dépend pas seulement du matériau mais aussi de sa géométrie ainsi que de l'ordre du mode du champ électromagnétique étudié. La fréquence spatiale s'exprime alors sous la forme d'une constante de propagation  $\beta_{mn}$ . Cependant, c'est le mode fondamental du champ électromagnétique  $HE_{11}$  qui est étudié dans la majorité des cas. Par conséquent nous utilisons seulement la constante de propagation  $\beta_{11}$  correspondant à ce mode fondamental et l'exprimerons sous la forme  $\beta$  par souci de simplification. La dispersion chromatique du mode fondamental du champ électromagnétique se propageant dans le cœur d'une fibre optique s'exprime alors selon :

$$\beta(\omega) = \bar{n}(\omega)k_0 = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + o((\omega - \omega_0)^n) \quad (1.17)$$

Nous voyons que la dispersion chromatique comporte différents termes, chacun présentant une signification physique que nous nous proposons d'expliquer succinctement pour les termes qui ont un impact significatif dans les travaux présentés dans ce manuscrit.

#### L'ordre zéro

Le terme d'ordre zéro  $\beta_0$  décrit le déphasage lié au retard de la porteuse des impulsions induit par l'indice de réfraction effectif  $\bar{n}$ . Cela nous permet de définir la vitesse de phase  $v_{ph}$  à laquelle la phase des ondes électromagnétiques monochromatiques composant les impulsions se propage.

$$v_{ph}(\omega) = \frac{\omega}{\beta_0(\omega)} = \frac{c}{\bar{n}(\omega)} \quad (1.18)$$

#### L'ordre un

Le terme d'ordre un  $\beta_1$  décrit le retard de l'enveloppe de l'impulsion par unité de longueur. Cela correspond au délais de groupe  $\tau_g(\omega) = \varphi^{(1)} = \frac{\partial \varphi}{\partial \omega}$  par unité de longueur où  $\varphi$  est la phase spectrale de l'impulsion. L'inverse du terme d'ordre un correspond donc à la vitesse de propagation de l'enveloppe du champ électromagnétique dans le cœur d'une fibre optique, la vitesse de groupe  $v_{gr}(\omega)$ , et nous pouvons écrire :

$$v_{gr}(\omega) = \left( \frac{\partial \beta_1}{\partial \omega} \right)^{-1} \quad (1.19)$$

De façon analogue à l'indice effectif  $\bar{n}$ , nous pouvons alors introduire l'indice de groupe dans une fibre optique  $\bar{n}_g$  par :

$$\bar{n}_g(\omega) = \frac{v_{gr}(\omega)}{c} = \bar{n}(\omega) + \omega \frac{\partial \bar{n}(\omega)}{\partial \omega} \quad (1.20)$$

## L'ordre deux

Le terme d'ordre deux  $\beta_2$  décrit la dispersion du délai de groupe  $D_2(\omega) = \varphi^{(2)} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \omega^2}$  par unité de longueur appelée dispersion de la vitesse de groupe. Ce terme provient de la dépendance fréquentielle de la vitesse de groupe  $v_{gr}(\omega)$  selon :

$$\beta_2 = \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{1}{v_{gr}(\omega)} \quad (1.21)$$

Cette dépendance fréquentielle induit un élargissement temporel  $\Delta T$  des impulsions lors de leur propagation dans le cœur d'une fibre optique selon :

$$\Delta T = L \beta_2 \Delta \omega \quad (1.22)$$

où  $L$  est la longueur de la fibre optique et  $\Delta \omega$  la largeur du spectre optique.

## L'ordre trois et les ordres supérieurs

Le terme d'ordre trois  $\beta_3$  et plus rarement les termes d'ordres supérieurs, doivent être pris en compte lors de la propagation d'impulsions présentant des largeurs spectrales de quelques nanomètres pour le terme d'ordre trois et de plusieurs dizaines de nanomètres pour les termes d'ordres supérieurs. En effet, lorsque l'on désire comprimer des impulsions à des durées de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes et moins, ces termes doivent être compensés afin d'obtenir des impulsions limitées par transformée de Fourier. Dans les travaux présentés dans ce manuscrit, nous désirons obtenir des impulsions de plusieurs picosecondes et il n'est pas nécessaire qu'elle soient limitées par transformée de Fourier. Par conséquent, nous ne détaillerons pas ces termes.

### 1.2.5 Non-linéarités

L'étude de la réponse non-linéaire de la polarisation électrique d'un matériau au champ électrique se propageant dans celui-ci est abondante dans la littérature [74, 75, 76]. La polarisation s'écrit en série de perturbations selon :

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots) \quad (1.23)$$

où les  $\chi^{(n)}$  sont les différents ordres de susceptibilité électrique du matériau. La polarisation électrique est alors généralement écrite sous la forme  $\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}$  avec une contribution linéaire :

$$\mathbf{P}_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} \quad (1.24)$$

ainsi qu'une contribution non-linéaire :

$$\mathbf{P}_{NL} = \varepsilon_0 (\chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots) \quad (1.25)$$

Dans le cas des fibres optiques en verre de silice, la symétrie de la molécule  $\text{SiO}_2$  annule la contribution du deuxième ordre de la susceptibilité électrique  $\chi^{(2)}$ . Par conséquent, c'est le troisième ordre de la



susceptibilité électrique  $\chi^{(3)}$  qui est à l'origine des effets non-linéaires les plus courant dans les fibres optiques tels que l'effet Kerr optique et le mélange à quatre ondes [77]. Dans la suite de cette section, seul l'effet Kerr optique est décrit, les conditions pour que les autres effets non-linéaires apparaissent n'étant pas réunies dans les expériences menées durant ce doctorat. L'origine de l'effet Kerr optique est la dépendance de l'indice de réfraction d'un matériau au champ électrique le traversant selon :

$$\tilde{n}(\omega) = n_0(\omega) + n_2(\omega)|E(\omega)|^2 = n_0(\omega) + n_2(\omega)I(\omega) \quad (1.26)$$

avec :

$$n_2(\omega) = \frac{3}{8n_0(\omega)}\Re(\chi^{(3)}(\omega)) \quad (1.27)$$

où  $n_0(\omega)$ ,  $n_2(\omega)$  et  $\chi^{(3)}$  sont l'indice de réfraction linéaire, le deuxième ordre de l'indice de réfraction non-linéaire et le troisième ordre de la susceptibilité électrique du matériau concerné, respectivement. Dans le cas des fibres optiques en verre de silice, la littérature donne généralement un indice de réfraction linéaire d'approximativement 1,45 et un deuxième ordre de l'indice de réfraction non-linéaire situé dans l'intervale  $2,2\text{-}3,9 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  [76]. Les non-linéarités induites par cette dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité du champ électrique sont souvent estimées en terme de déphasage total accumulé le long de l'axe de propagation de l'impulsion qui est nommé intégrale  $B$  et se calcule selon :

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int n_2 I dz \quad (1.28)$$

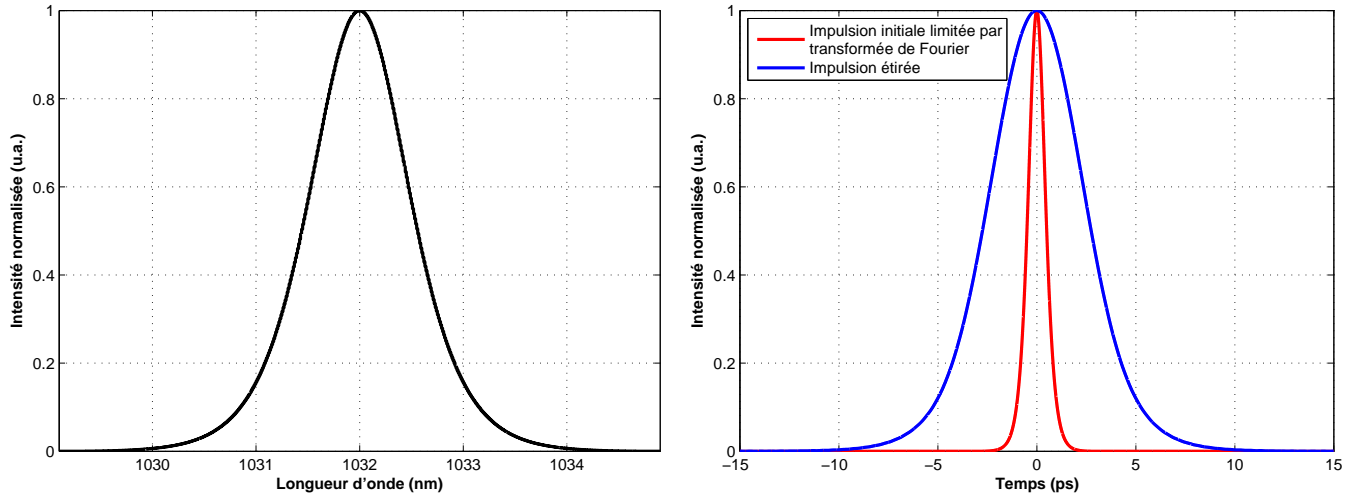
Un des effets de la dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité du champ électrique est l'auto-modulation de phase. Cet effet a été aperçu pour la première fois en 1967 [78] et a été largement étudié depuis [74, 75, 76]. Par conséquent, le processus d'auto-modulation de phase ne sera pas décrit en détail dans cette section et nous décrivons succinctement son effet sur le spectre optique d'une impulsion traversant un matériau dispersif.

Un effet notable de l'auto-modulation de phase est l'élargissement du spectre optique de l'impulsion étudiée autour de sa longueur d'onde centrale. Cependant, il a été démontré théoriquement et expérimentalement en 1993 [79] qu'une impulsion présentant initialement une dispersion de sa vitesse de groupe négative  $\varphi^{(2)} < 0$ , aussi appelée dérive de fréquences, pouvait voir son spectre optique se comprimer autour de sa longueur d'onde centrale lors de sa propagation dans un milieu dispersif. Ce principe a été utilisé dans une expérience qui visait à générer des impulsions picosecondes pour la diffusion Compton comme nous le verrons dans le chapitre 2. Afin d'illustrer ce propos, nous nous proposons de simuler<sup>7</sup> la propagation d'une impulsion dans un milieu dispersif. La figure 1.13 présente le spectre optique et le profil temporel de l'impulsion de 1 ps limitée par transformée de Fourier et étirée dont l'énergie est d'approximativement 2,8 nJ.

Afin de montrer l'effet du signe de la dérive de fréquences sur le spectre d'une impulsion se propageant dans un milieu non linéaire, nous avons simulé la propagation de l'impulsion présentée sur la figure 1.13 dans le cœur d'une fibre optique sur une longueur de 1 m. Le diamètre du mode du champ électromagnétique est de  $7 \mu\text{m}$  et l'intensité du champ électrique est de  $14,55 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  pour l'impulsion limitée par transformée de Fourier et de  $2,65 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  pour l'impulsion étirée. Les résultats de ces simulations sont présentés sur la figure 1.14. Nous remarquons alors que l'évolution du spectre optique d'une impulsion se propageant dans un milieu non linéaire est fortement dépendant

---

7. Les simulations sont faites avec le logiciel fiberdesk : <http://www.fiberdesk.com/>.



(a) Spectre initial de l'impulsion limitée par transformée de Fourier (b) Impulsion initiale limitée par transformée de Fourier (rouge) et étirée avec un second ordre de dispersion  $\varphi^{(2)} = \pm 25 \times 10^5 \text{ fs}^2$

FIGURE 1.13 – Spectre initial 1.13a et profil temporel 1.13b de l'impulsion avant sa propagation dans le cœur d'une fibre optique.

du signe de  $\varphi^{(2)}$ . Lorsque  $\varphi^{(2)}$  est nul ou positif, l'auto-modulation de phase induit un élargissement du spectre optique de l'impulsion alors qu'elle induit une compression spectrale lorsque  $\varphi^{(2)}$  est négatif. Nous voyons alors que lorsque l'application envisagée ne nécessite pas d'impulsions d'une durée de quelques centaines de femtosecondes ou inférieure et donc d'un spectre optique large, il est possible d'amplifier des impulsions présentant une dérive de fréquences négative sans que la dérive de fréquences intuitive par l'étireur soit aussi importante que dans le cas d'un régime CPA classique où les impulsions largement étirées puis sont comprimées après leur amplification. Par conséquent, cette méthode permet potentiellement de se passer d'un compresseur.

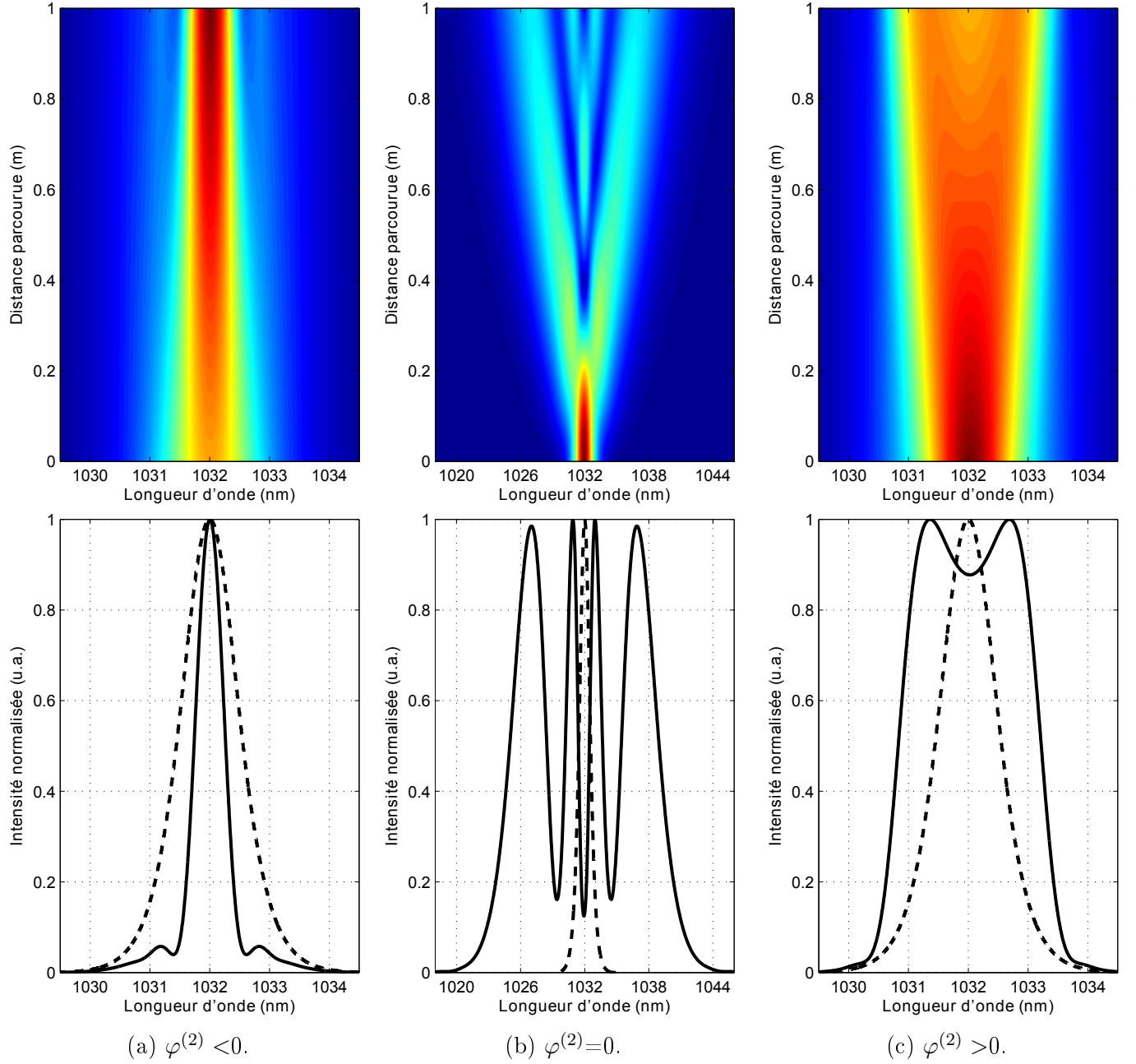


FIGURE 1.14 – Variation du spectre optique au cours de la propagation dans le cœur d’une fibre optique de trois impulsions présentant des dérivés de fréquences différents ainsi que les spectres optiques de ces impulsions à la fin de leur propagation comparés au spectre optique initial.

### 1.2.6 Effet de la courbure

Un avantage des fibres optiques souples par rapport aux fibres optiques de type barreau est la possibilité de les courber pour faire des systèmes compacts. Cependant, imposer une courbure à une fibre entraîne divers effets sur les champs électromagnétiques guidés par celle-ci [67]. L'effet prédominant de la courbure d'une fibre est l'apparition de pertes supplémentaires durant la propagation du champ électromagnétique dans la fibre qui dépendent de l'ordre du mode du champ électromagnétique. Nous ne rentrerons pas dans les détails mais donnerons simplement les données d'un constructeur sur la figure 1.15 pour illustrer cela [80]. Nous remarquons que les pertes ne sont pas

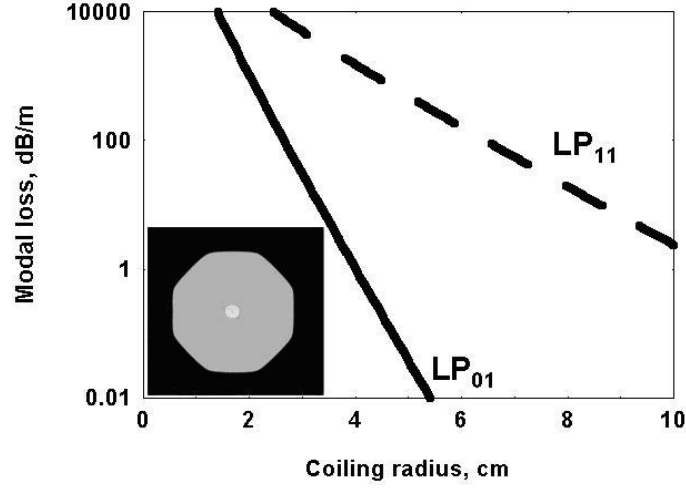


FIGURE 1.15 – Comparaison des pertes induites par la courbure d'une fibre sur les modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$ . Les diamètres du cœur et de la gaine optique de la fibre sont respectivement de  $20\text{ }\mu\text{m}$  et de  $400\text{ }\mu\text{m}$ .

identiques pour tous les modes du champ électromagnétique. En effet, pour une courbure donnée, les pertes augmentent avec l'ordre du mode du champ électromagnétique. Cette propriété nous permet d'utiliser des fibres multi-modes à large cœur même lorsque le profil spatial du faisceau laser désiré doit être  $LP_{01}$ . Cependant, le rayon de courbure imposé à la fibre ne doit pas être trop important sous peine de casser celle-ci ou bien d'avoir des pertes telles que la chaleur dégagée pourrait endommager la gaine polymère. Par conséquent, le rayon de courbure doit être choisi avec attention.

## 1.3 Amplification Laser

L'amplification laser consiste en l'augmentation du flux de photons d'un faisceau laser dans un milieu dit actif. Dans notre cas, ce milieu est une fibre dopée aux ions ytterbium appelée fibre active. C'est un milieu actif amorphe, de la silice fondue, dans laquelle des atomes d'ytterbium sont dilués. Dans cette section, nous n'allons pas faire une description spectroscopique de l'atome d'ytterbium que l'on peut trouver dans la littérature ni décrire toutes les équations d'évolution des populations entre ses différents niveaux d'énergie mais simplement donner les bases permettant de comprendre le processus d'amplification laser dans une fibre active et expliquer le choix de l'ytterbium.

### 1.3.1 Système trois niveaux et ytterbium

Afin d'expliquer le processus d'amplification laser, nous utilisons la représentation schématique et simplifiée de la structure à trois niveaux de l'ytterbium telle que présentée sur la figure 1.16 que nous nous proposons de commenter. Lorsqu'un photon d'énergie  $h\nu_{pompe}$  traverse un milieu actif, il a une probabilité d'être absorbé dépendant de la section efficace d'absorption de l'ion à l'énergie du photon, de la population des ions dans le milieu et de la population du niveau fondamental de l'ion. S'il y a absorption, il transmet son énergie à l'ion qui passe alors dans un état excité  $n_{2,1}$ . Cet état présente une durée de vie à la fin de laquelle l'ion va se relaxer en émettant spontanément un photon dont l'énergie dépend de la section efficace d'émission de l'ytterbium pour retomber dans un état stable. C'est l'émission spontanée. Cependant, si un photon d'énergie  $h\nu_{laser} < h\nu_{pompe}$  interagit avec l'ion excité avant cette relaxation, il va alors émettre un photon d'énergie  $h\nu_{laser}$  présentant les mêmes propriétés que le photon incident et passer au niveau excité  $n_{1,4}$ , c'est l'amplification laser. Finalement, l'ion va se relaxer du niveau  $n_{1,4}$  au niveau fondamental  $n_{1,1}$  par une émission non radiative dont l'énergie va se dissiper dans le milieu actif sous forme de chaleur. La différence d'énergie entre les niveaux  $n_{1,1}$  et  $n_{1,4}$  est nommée défaut quantique  $q = h\nu_{pompe} - h\nu_{laser}$ .

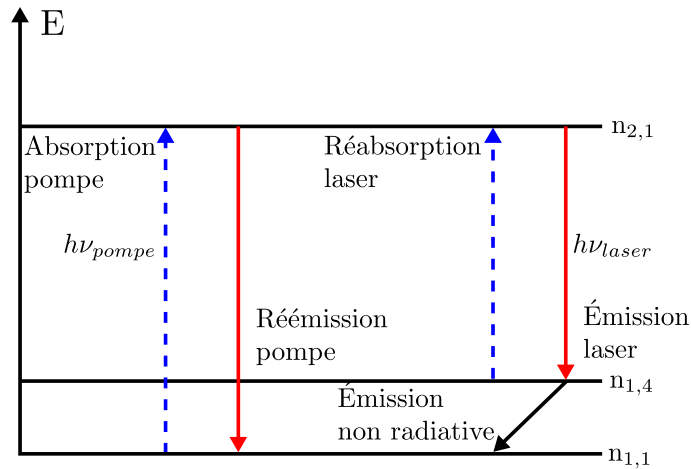


FIGURE 1.16 – Schéma de principe simplifié d'un système trois niveaux tel que l'ytterbium ainsi que les différentes transitions énergétiques possibles.

Nous allons ensuite expliquer le choix de l'ytterbium. Pour cela, nous nous proposons de regarder les spectres d'absorption et d'émission de l'ytterbium dilué dans un milieu amorphe de silice fondue présentés sur la figure 1.17. Premièrement, nous pouvons noter que l'ytterbium présente une section efficace d'absorption importante entre 900 nm et 990 nm et particulièrement à 976 nm. Or, c'est dans cette bande spectrale que les diodes lasers de plus fortes brillances sont disponibles ce qui est un premier avantage de l'ytterbium. Deuxièmement, sa section efficace d'émission autour de 1030 nm fait que le défaut quantique est faible. C'est un second avantage de l'ytterbium car le milieu actif présente moins d'échauffement thermique durant le processus d'amplification. Les deux avantages énoncés font donc des fibres dopées à l'ytterbium un milieu actif très intéressant dans le cadre du développement d'un amplificateur laser fibré de forte puissance moyenne.

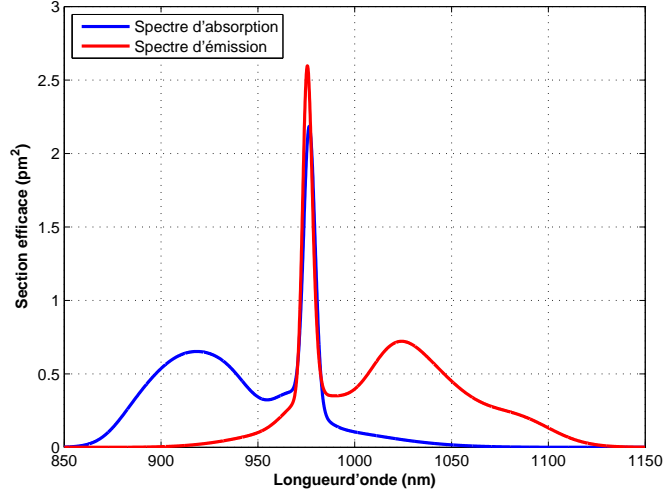


FIGURE 1.17 – Spectres d’absorption et d’émission des fibres optiques de type barreau DC-200/80-Yb utilisées dans le chapitre 2. Ces spectres nous ont été fournis par NKT Photonics.

### 1.3.2 Puissance de saturation et longueur du milieu actif

Maintenant que les raisons de notre choix ont été énoncées, nous nous proposons de faire différentes simulations<sup>8</sup> d’amplification dans une fibre active. Pour celles-ci, nous regardons l’évolution de l’efficacité d’amplification en fonction de la puissance du pompage optique pour trois longueurs de fibres et trois puissances de signal injecté différentes afin de mettre en évidence quelques points qu’il est important de prendre en compte lors du développement d’une architecture d’amplificateur fibré. Les résultats de ces simulations sont présentés sur la figure 1.18 et nous définissons l’efficacité de l’amplification par :

$$\eta = 100 \cdot \frac{P_{\text{extraite}} - P_{\text{injectée}}}{P_{\text{pompe}}} \quad (1.29)$$

avec  $P_{\text{injectée}}$  et  $P_{\text{extraite}}$  les puissances du faisceau laser avant et après son amplification, respectivement et  $P_{\text{pompe}}$  la puissance du faisceau laser de pompage optique. Cette équation sera utilisée pour tous les calculs d’efficacité d’amplification présentés dans ce manuscrit. Ces simulations nous permettent de mettre en évidence plusieurs points. Premièrement, nous remarquons que l’efficacité de l’amplification augmente avec la puissance du signal injecté jusqu’à un certain point. Une puissance de signal dénommée puissance de saturation  $P_{\text{sat}}$  à partir de laquelle augmenter la puissance du signal n’augmente que très peu l’efficacité de l’amplification peut alors être définie. Deuxièmement, la longueur de la fibre active influe fortement sur la puissance de saturation. En effet, nous voyons clairement qu’une puissance de signal injecté de 1 mW suffit pour avoir plus de 80 % d’efficacité pour 100 W de puissance de pompe avec une fibre de 3 m de long, ce qui n’est pas le cas pour les deux autres longueurs de fibre active. Nous pouvons donc conclure que le choix de la longueur de fibre ainsi que la recherche de la puissance de saturation sont importants dans le développement d’un amplificateur fibré performant.

8. Les simulations sont faites avec le logiciel RP Fiber Power : <http://www.rp-photonics.com/fiberpower.html>.

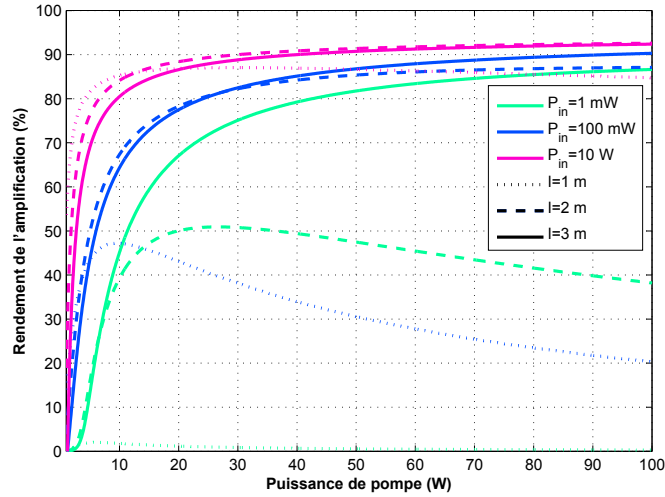


FIGURE 1.18 – Évolution de l'efficacité de l'amplification en fonction de la puissance de pompe pour différents paramètres.

### 1.3.3 Effet du pompage optique sur la dynamique d'amplification

Dans un système d'amplification par fibre active, deux méthodes sont possibles pour le pompage optique. En effet, le faisceau de pompe peut être injecté par la même extrémité que le signal pour un pompage co-propagatif ou être injecté par l'autre extrémité pour un pompage contra-propagatif comme nous le voyons sur la figure 1.19. Les résultats des simulations présentées sur la figure 1.18 ont

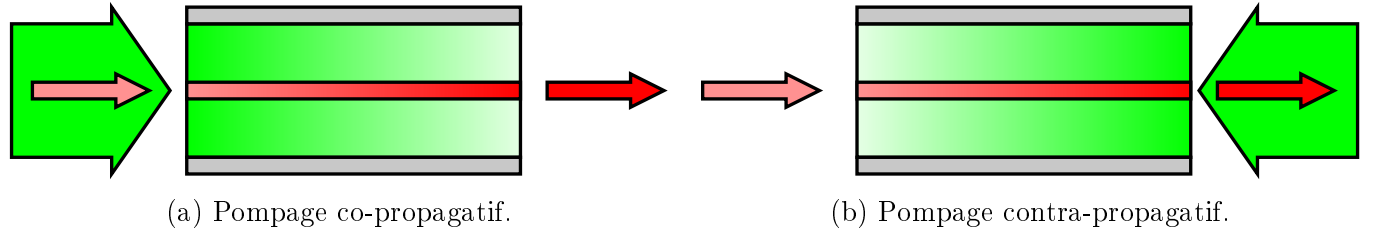


FIGURE 1.19 – Schéma de principe des deux régimes de pompage.

été obtenus avec un pompage co-propagatif. Cependant, des simulations identiques ont été effectuées avec un pompage contra-propagatif et les mêmes résultats ont été obtenus en ce qui concerne les efficacités d'amplifications. Par conséquent, nous en déduisons que l'efficacité d'un système d'amplification fibré ne dépend pas du sens de propagation de la pompe par rapport au signal. Cependant, ce n'est pas le cas de la dynamique d'amplification le long du milieu actif. Afin de montrer cela, nous avons simulé une amplification pour les deux régimes de pompage dans une fibre active de 2 m et regardé la dynamique d'amplification le long de celle-ci. Les puissances moyennes du signal et de la pompe sont respectivement de 500 mW et de 100 W et les résultats sont présentés sur la figure 1.20. Nous voyons alors que si les puissances de signal extrait et de pompe résiduelle sont identiques, leurs évolutions le long de la fibre ainsi que celles des autres quantités sont différentes. Cependant, nous avons vu dans la section 1.2.5 que des effets non linéaires apparaissent lors de la propagation d'impulsions dans un milieu non linéaire et qu'ils peuvent être quantifiés par une valeur dénommée intégrale  $B$ . Or, d'après son expression donnée par l'équation 1.28, l'intégrale  $B$  dépend de l'intensité intégrée sur la distance de propagation. Dans les simulations présentées ici, nous étions en régime continu, nous intégrons donc la puissance du signal laser durant son amplification le long des 2 m de

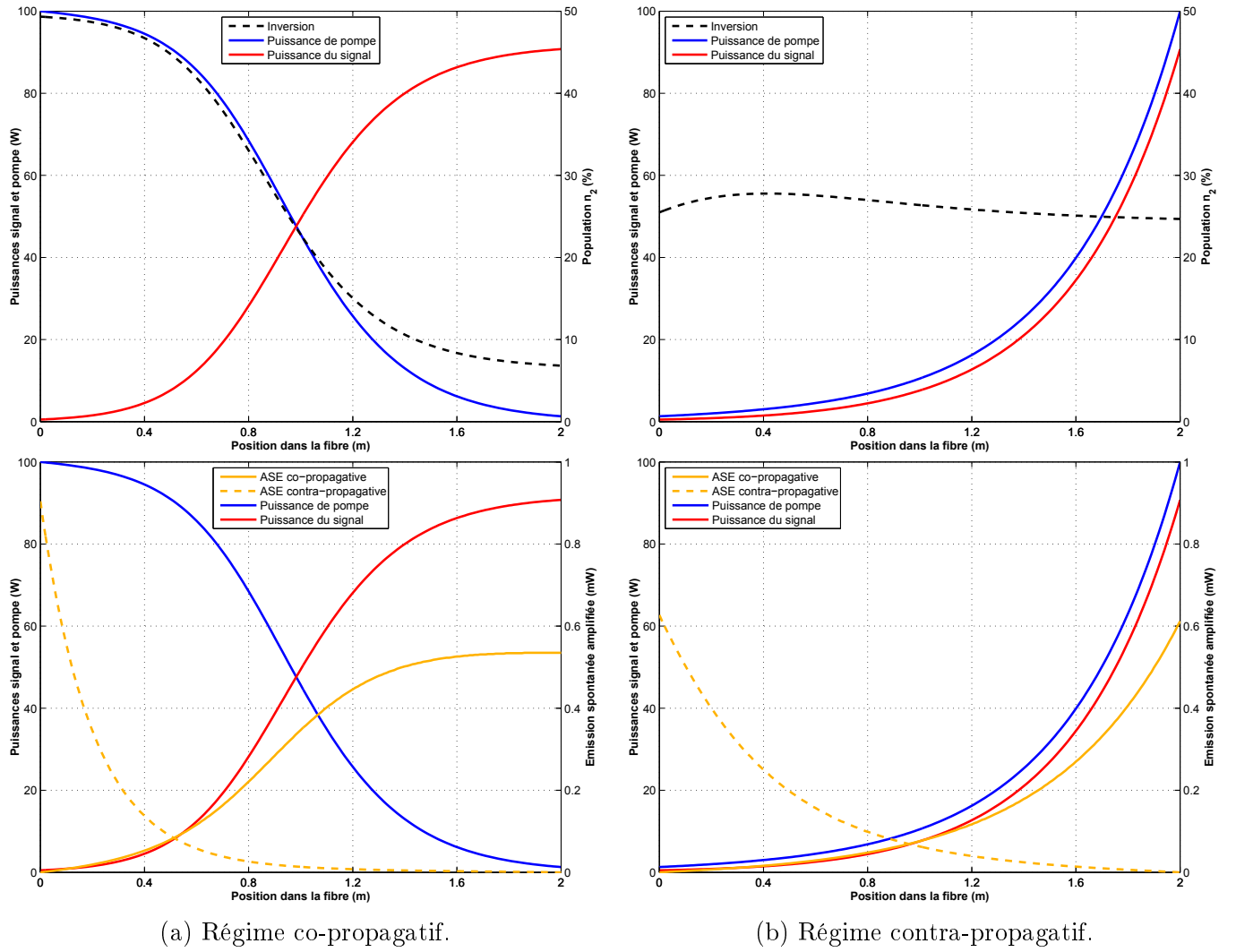


FIGURE 1.20 – Comparaison des dynamiques d’amplification en régime co-propagatif et contra-propagatif.

la fibre dans les deux régimes de pompage ce qui donne :

- Régime co-propagatif :  $\int_0^2 P dz \simeq 94 \text{ W.m}$
- Régime contra-propagatif :  $\int_0^2 P dz \simeq 37 \text{ W.m}$

Nous voyons alors que la puissance intégrée sur la longueur de la fibre est plus importante dans le cadre d’une amplification en régime co-propagatif. Nous en concluons que le régime contra-propagatif est plus intéressant lorsque l’on désire limiter les effets non-linéaires.

## 1.4 Diodes Laser

Comme nous l’avons vu dans la section 1.3, amplifier un faisceau laser dans un milieu actif nécessite d’exciter ce milieu par un pompage optique avec des photons d’énergie supérieure à celle



des photons du faisceau laser à amplifier. Dans le cadre du système d'amplification laser par fibres optiques actives que nous avons développé, la longueur d'onde du pompage est de 976 nm et la puissance moyenne de celui-ci devait être de plusieurs dizaines de watts. À l'heure actuelle, de telles puissances moyennes ne peuvent être atteintes que via des diodes lasers ce qui est un des avantages de l'ytterbium. Nous allons donc dans un premier temps présenter ce qu'est une diode laser puis, dans un second temps, expliquer comment nous injectons un faisceau laser issu d'une diode laser dans une fibre optique.

Une diode laser est constituée d'un matériau semi-conducteur, lequel est excité par un courant électrique, émettant alors des photons lors de sa désexcitation. Depuis la première démonstration publiée en 1962 [81], la technologie des diodes lasers a beaucoup évolué. Nous ne décrirons pas tous les types de diodes lasers mais présenterons simplement les différents types de diodes lasers actuellement disponibles et intéressantes pour nos applications. Pour les amplificateurs à base de fibres optiques dopées à l'ytterbium que nous avons développés, nous avons besoin de faisceaux lasers de pompage optique présentant les caractéristiques suivantes :

- longueur d'onde de 976 nm et ne variant pas avec la puissance moyenne ;
- une puissance moyenne maximale de plusieurs dizaines voire centaines de watts ;
- une brillance la plus importante possible ;
- un faisceau laser délivré par une fibre optique.

Du fait de leur structure, les diodes lasers dont la puissance moyenne est supérieure à approximativement 1 W émettent des faisceaux lasers multi-modes. Par conséquent, afin d'avoir un couplage maximal dans la fibre optique qui délivre le faisceau laser, celle-ci doit présenter un cœur multi-mode et les caractéristiques spatiales du faisceau laser délivré par la diode laser dépendent alors de la fibre optique multi-mode délivrant le faisceau laser. Deux paramètres sont importants : l'ouverture numérique ainsi que le diamètre du cœur de la fibre. L'ouverture numérique du cœur est généralement d'approximativement 0,22 et les diamètres de cœur dépendent des puissances moyennes maximales émises par les diodes lasers, augmentant avec celles-ci. Les diamètres les plus courants pour les diodes lasers de fortes puissances moyennes sont actuellement 200  $\mu\text{m}$ , 400  $\mu\text{m}$ , 600  $\mu\text{m}$  voir 800  $\mu\text{m}$  pour des puissances moyennes maximales de plusieurs centaines de watts. Cependant, certains constructeurs tels que DILAS, QPC Laser, BWT Beijing ou IPG Photonics parviennent maintenant à produire des diodes lasers de quelques dizaines de watts délivrés dans 105  $\mu\text{m}$  avec une ouverture numérique de 0,22. IPG Photonics produit des diodes lasers avec une ouverture numérique de 0,12. Au début de ce doctorat, nous avons opté pour une diode laser délivrant une puissance maximale de 300 W. La stabilité de la longueur d'onde est réalisée par un réseau de Bragg en volume (VBG<sup>9</sup>) placé dans la cavité de la diode laser. Le diamètre du cœur de la fibre délivrant le faisceau laser est de 400  $\mu\text{m}$ , la version 200  $\mu\text{m}$  n'étant apparue que plus tard.

Un point critique dans les systèmes d'amplification par fibre optique en espace libre est l'injection de la puissance de pompe dans la gaine optique de la fibre active. Dans notre cas le diamètre du cœur multi-mode de la fibre de pompe est de 400  $\mu\text{m}$  alors que celui de la gaine optique de la fibre active est de 200  $\mu\text{m}$ . Quand aux ouvertures numériques, celles-ci sont d'approximativement de 0,22 pour la fibre multi-mode de la diode et de 0,55 pour la gaine optique de la fibre active. Il est donc nécessaire de faire une adaptation de mode afin d'injecter correctement le faisceau de la diode laser dans la fibre active. Cela est d'autant plus important dans les fibres présentant une double gaine optique comme celle utilisée dans la section 2.3. En effet, ces fibres possèdent une gaine protectrice en

---

9. VBG signifie *Volume Bragg Grating*.

polymère augmentant la robustesse des fibres lorsque celles-ci sont courbées. Lorsque ce revêtement est retiré, il n'est plus possible de courber la fibre sans la casser. Or, lorsque le faisceau de pompe est injecté dans la fibre active, toute la portion qui n'est pas couplée dans la première gaine optique de la fibre passe dans la seconde gaine optique, dans laquelle il est guidé car l'indice de l'air l'entourant est inférieur à celui de la silice. La portion du faisceau laser de pompe se propage alors jusqu'à atteindre la fin de la partie dénudée. À cet endroit, l'indice de la gaine polymère étant plus important que celui de la seconde gaine optique, le faisceau laser n'est plus guidé et passe dans la gaine polymère qui en absorbe une partie. La gaine polymère se détériore alors lorsque la puissance non couplée est de plusieurs watts, ce qui endommage la fibre active qui doit être de nouveau préparée. Nous verrons plus tard qu'il y a des techniques pour limiter ce problème.

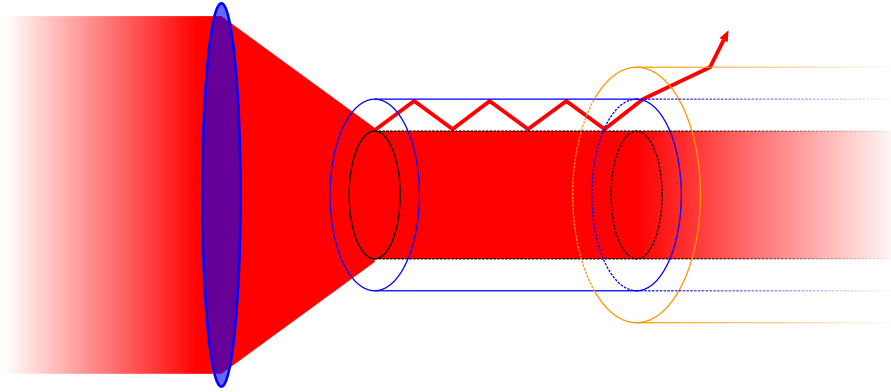


FIGURE 1.21 – Profil d'une fibre double gaine avec injection du faisceau laser de pompe dans la première gaine. Nous remarquons qu'une portion du faisceau laser n'est pas couplée et est guidée dans la seconde gaine. Lorsque la fibre n'est plus dénudée, le faisceau laser n'est plus guidé dans la seconde gaine optique et passe dans la gaine polymère. Celle-ci absorbant une partie du faisceau, elle chauffe et brûle si la puissance moyenne du faisceau laser est trop importante.

Dans cette partie, nous allons expliquer comment injecter le faisceau laser de pompe optique dans le milieu à gain de type fibre optique. Cependant, nous ne parlerons que des types d'injections utilisées dans le cadre des expériences effectuées le long de ce doctorat. Les injections de type *side-pumping* [82] ne seront donc pas abordées. Ces faisceaux lasers hautement multi-modes ne peuvent donc pas être traités comme des faisceaux Gaussiens. Cependant, un calcul de tracé de rayons permet de faire un calcul d'adaptation de mode permettant de choisir des lentilles convergentes de focale convenable afin d'obtenir un système d'injection comme celui présenté sur la figure 1.22. Finalement, nous obtenons généralement les approximations suivantes :

$$\omega_{gaine} \simeq \omega_{pompe} \frac{f_2}{f_1} \quad (1.30)$$

$$\theta \simeq ON_{pompe} \frac{f_2}{f_1} \quad (1.31)$$

avec  $\omega_{pompe}$  et  $ON_{pompe}$  le diamètre et l'ouverture numérique du cœur de la fibre délivrant le faisceau laser de pompe optique,  $\omega$  et  $\theta$  la taille et l'angle du faisceau de pompe incident sur la gaine optique et  $f_1$  et  $f_2$  les distances focales des deux lentilles.

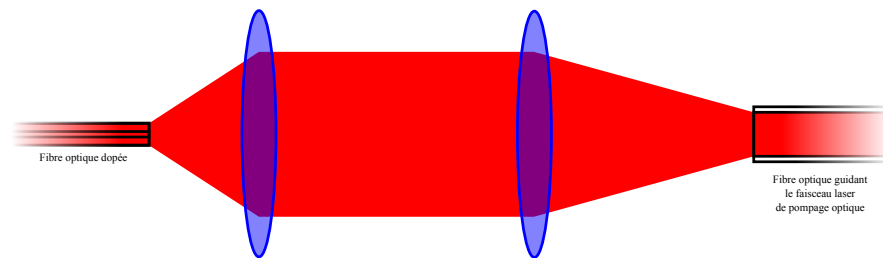


FIGURE 1.22 – Schéma d'un système d'injection de faisceau laser de pompage optique.

# Chapitre 2

## Le laser à fibre amplifié

### Introduction

Ce chapitre expérimental est consacré à l'étude des trois architectures d'amplification laser dans des fibres actives qui ont été envisagées et développées comme sources de forte puissance moyenne pour la cavité Fabry-Perot présentée dans la section 3.3. Mais avant de présenter ces architectures, il est important de connaître les paramètres du faisceau laser dont nous avons besoin au point d'interaction afin de connaître les objectifs à atteindre. Idéalement, il faudrait qu'il y ait une interaction avec tous les paquets d'électrons et donc que la période entre les impulsions laser soit la même que celle entre les paquets d'électrons. Celle-ci est de 2,8 ns comme nous pouvons le voir sur la table 2.1, ce qui correspond à une fréquence de répétition de 357 MHz. Cependant, pour des raisons mécaniques expliquées dans la section 3.3 la longueur de la cavité Fabry-Perot ne peut pas être de 0,843 m pour que sa fréquence de répétition soit de 357 MHz, nous avons donc pris la première sous-harmonique de cette fréquence, soit 178,5 MHz ce qui nous permet d'obtenir des collisions tous les deux paquets d'électrons. Cette fréquence de répétition est le premier paramètre conditionnant le choix de l'oscillateur laser. Deuxièmement nous avons vu sur l'équation 8 que la luminosité de l'interaction Compton inverse augmente lorsque la durée des impulsions laser diminue. Cependant son impact dépend des autres paramètres des deux faisceaux. Commençons par nous intéresser aux paramètres spaciaux des paquets d'électrons circulant dans l'anneau de stockage de l'ATF présentés sur la table 2.1. Nous voyons alors que le paramètre dominant est leur longueur qui est de l'ordre

Paramètres	Valeurs
Longueur des paquets d'électrons, $\sigma_{ze^-}/c=\tau_{e^-}$	$\simeq 6 \text{ mm}/c=20 \text{ ps}$
Dimensions du faisceau d'électrons, $\sigma_{xe^-}/\sigma_{ye^-}$	$\simeq 110/10 \text{ }\mu\text{m}$
Période minimale entre deux paquets d'électrons	2,8 ns

TABLE 2.1 – Paramètres des paquets d'électrons circulant dans l'anneau de stockage de l'ATF à prendre en compte pour la conception du système laser.

du millimètre. Regardons maintenant les paramètres du faisceau laser au point d'interaction. Son waist est respectivement de 26  $\mu\text{m}$  et 38  $\mu\text{m}$  dans les plans horizontal et vertical. Par conséquent, la longueur des paquets d'électrons est encore le paramètre dominant. Nous voyons alors que la durée des impulsions laser doit être de quelques picosecondes voire inférieure pour ne pas avoir un impact négatif sur la luminosité. Cependant, afin d'avoir une idée plus précise, nous calculons l'évolution

de la luminosité en fonction de la durée des impulsions laser en utilisant les paramètres donnés précédemment. Le résultat de ce calcul est présenté sur la figure 2.1. Nous voyons alors qu’une durée

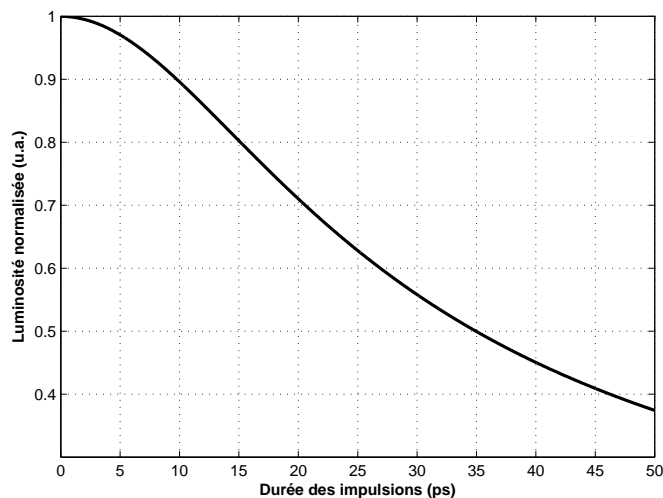


FIGURE 2.1 – Variation de la luminosité de l’interaction Compton inverse en fonction de la durée des impulsions laser. Les paramètres liés aux paquets d’électrons sont ceux présentés dans la table 2.1. Le waist du faisceau laser au point d’interaction est respectivement de  $26\text{ }\mu\text{m}$  et  $38\text{ }\mu\text{m}$  dans les plans horizontal et vertical. L’angle de croisement est de  $8,05^\circ$  ce qui correspond à notre cas comme nous le verrons dans la section 3.3 où la cavité Fabry-Perot utilisée pour notre expérience est présentée.

d’impulsions entre 1 ps et 5 ps semble être adaptée à notre application. En effet, le gain de luminosité pour des impulsions plus courtes est négligeable alors qu’elles entraînent potentiellement des effets délétères comme l’endommagement des miroirs intra-cavité ou une diminution du couplage dans la cavité Fabry-Perot du fait de la dispersion chromatique dans les revêtements de ses miroirs comme nous le verrons dans la section 3.1. Nous pouvons alors conclure que le faisceau délivré par notre système d’amplification laser doit avoir des impulsions d’une durée de quelques picosecondes et une fréquence de répétition de 178,5 MHz.

La première section de ce chapitre est dédiée à la présentation de l’oscillateur laser utilisé pour les expérimentations présentées dans les trois sections suivantes. Et chacune d’elle est dédiée à l’une des architectures qui sont présentées dans l’ordre de leur développement au cours des trois années de ce doctorat, chaque architecture étant sensée résoudre les problèmes de la précédente. Le choix de chaque architecture ainsi que les raisons du passage à la suivante sont explicités. Dans un premier temps, nous présentons une architecture d’amplification en régime de compression spectrale basée sur une fibre optique active micro-structurée de type barreau. Dans un second temps une architecture similaire mais dont la fibre est changée pour une fibre active micro-structurée souple. Nous mettons ensuite en exergue qu’une architecture d’amplification laser en régime de compression spectrale n’est finalement pas adaptée à notre objectif et une autre solution est proposée. Pour finir, une architecture radicalement différente est étudiée. Nous concluons sur les avantages et inconvénients de chaque architecture et les développements que nous pensons intéressants pour l’avenir. Les expérimentations qui sont présentées ont été réalisées au CELIA.

## 2.1 Oscillateur laser

Le premier oscillateur laser utilisé est un Genki de Onefive GmbH. Il délivre des impulsions de 1 ps limitées par transformée de Fourier à une fréquence de répétition d'approximativement 178,5 MHz pour une puissance moyenne de 1,62 W. Son spectre optique ainsi qu'une trace d'auto-corrélation sont présentés sur la figure 2.2. Le seul actuateur de cet oscillateur laser est un cristal piézoélectrique

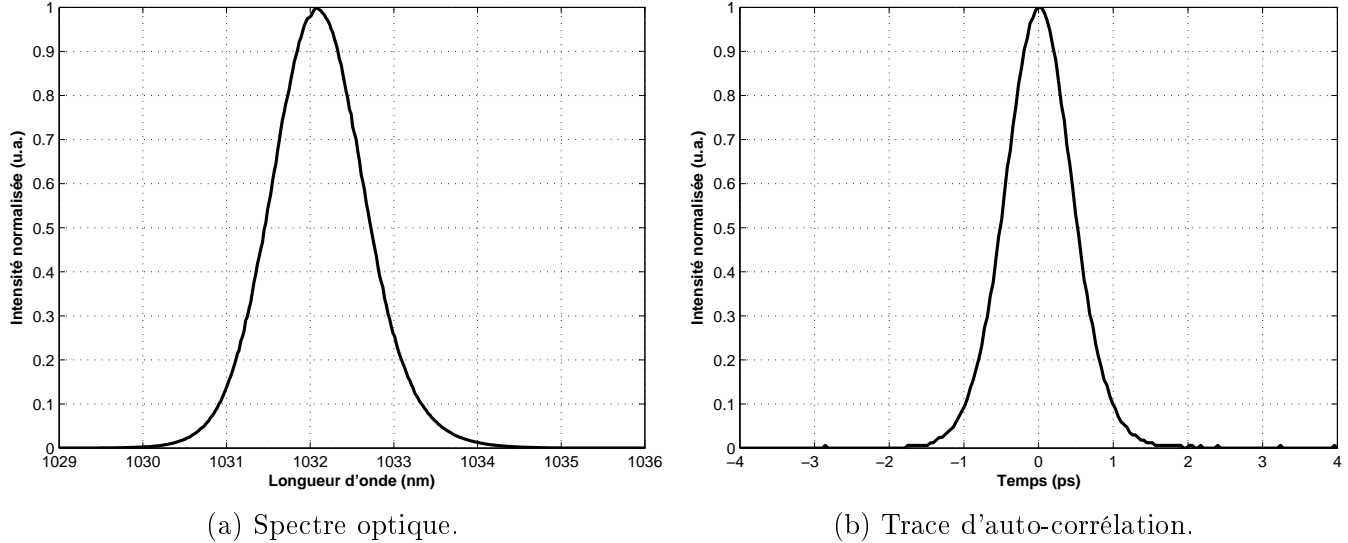


FIGURE 2.2 – Spectre optique (figure 2.2a) et trace d'auto-corrélation (figure 2.2b) du faisceau laser délivré par l'oscillateur laser Genki. L'enveloppe du champ électrique étant de forme sécante hyperbolique, un facteur 0,65 est appliqué à l'axe des abscisses de la trace d'auto-corrélation.

sur un des miroirs intra-cavité. Nous allons maintenant effectuer deux mesures afin de voir si cet oscillateur laser convient dans le cadre de l'empilement cohérent d'impulsions dans une cavité Fabry-Perot pour la diffusion Compton inverse.

La première mesure que nous effectuons est celle du bruit de phase du Genki. Nous la comparons ensuite à une mesure de bruit de phase d'un oscillateur laser Titane : Sapphire Mira de Coherent. En effet, cet oscillateur laser a été asservi à une cavité Fabry-Perot deux miroirs de finesse 3000 et donc voir à quel niveau se situe le bruit de phase du Genki par rapport à celui du MIRA donne une bonne indication sur la facilité de son asservissement. Le montage expérimental est présenté sur la figure 2.3 et est similaire pour la mesure de bruit de phase du Mira. Pour la fréquence de référence, nous utilisons un Oscillateur à Quartz Thermostaté (OCXO<sup>1</sup>) Wenzel dont la fréquence est de 178,5000 MHz pour la mesure sur le Genki et de 76,4472 MHz pour la mesure sur le Mira. C'est donc une mesure de bruit de phase relative à celui de l'OCXO. La fréquence à analyser et celle de référence sont comparées avec un analyseur de bruit de phase Aeroflex PN8000. Ces deux mesures sont présentées sur la figure 2.4 où nous ajoutons le bruit de plancher de l'analyseur de bruit de phase ainsi que celui de l'OCXO afin de confirmer que les bruits de phase mesurés ne sont pas dominés par ceux issus des instruments de mesure. Nous notons que les niveaux de bruits de phase ne sont pas exprimés en dB mais en dBc.Hz<sup>-1</sup> où dBc<sup>2</sup> signifie que nous mesurons le ratio de puissance d'un signal par rapport à un signal porteur et Hz signifie que le graphique est en unité de densité spectrale. En regardant

1. OCXO signifie *Oven-Controlled Crystal Oscillator*.

2. dBc signifie *decibels relative to the carrier*.

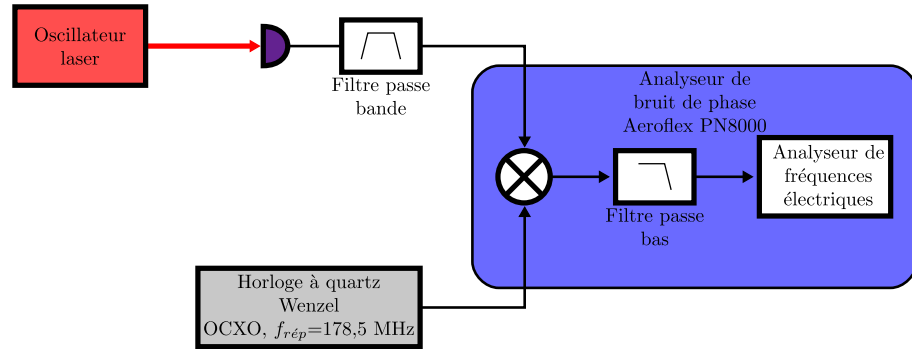


FIGURE 2.3 – Montage expérimental pour la mesure du bruit de phase de l’oscillateur laser Genki.

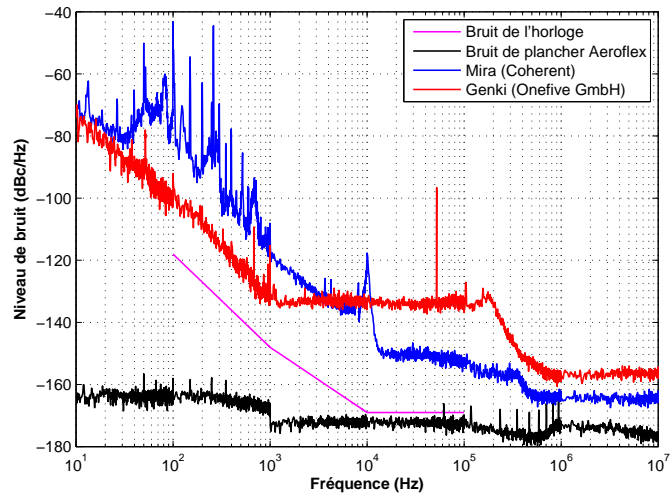


FIGURE 2.4 – Spectre du bruit de phase de l’oscillateur laser Genki comparé à celui de l’oscillateur laser Mira.

précisément ce graphique, nous constatons que nous pouvons couper ce spectre de bruit de phase en quatre bandes spectrales. Une première qui va jusqu'à  $10^3$  Hz où le bruit de phase du Genki suit une pente en  $1/f$ . Une seconde de  $10^3$  Hz à  $10^5$  Hz où le bruit de phase du Genki forme un plateau et ne décroît plus. Une troisième de  $10^5$  Hz à  $10^6$  Hz où le bruit de phase du Genki présente un léger rebond avant de décroître exponentiellement. Et une quatrième où il présente un second plateau à un niveau proche de celui du Mira. Nous allons maintenant commenter plus précisément ces quatre bandes spectrales. Dans la première, le bruit de phase du Genki suit la même pente en  $1/f$  que celui du Mira mais est bien moins bruyant. Le bruit dominant dans cette bande spectrale provient de sources externes à la cavité laser telles que les vibrations accoustiques ou mécaniques (circuit d'eau pour refroidir les différentes diodes laser de la salle d'expérience) qui entraîne des vibrations sur les éléments de la cavité laser, modifiant alors sa longueur. Cependant, corriger un bruit de phase jusqu'à  $10^3$  Hz est assez facile. Par conséquent, le fait que les variations de bruit de phase du Genki soient plus importantes dans cette bande de fréquence que celle du Mira est une bonne chose mais ce n'est pas un point primordial car cela est corrigé lors de l'asservissement de l'oscillateur laser sur la cavité Fabry-Perot. Dans les seconde et la troisième bandes spectrales, le bruit dominant commence à provenir d'éléments de la cavité laser tels que le pompage optique qui provoque une modification de la longueur de milieu actif traversé par effet Kerr optique [76]. Contrairement au Mira, le bruit de phase du Genki ne décroît plus jusqu'à approximativement  $10^5$  Hz et ce qui complique l'asservissement de l'oscillateur laser à une cavité Fabry-Perot de haute finesse car cet oscillateur laser n'a pas d'EOM intra-cavité. Dans la quatrième le bruit diminue et est bas. Cependant, c'est à un niveau de bruit de phase où le bruit mesuré est dominé par le bruit statistique de la détection. Il est donc difficile d'en dire plus sur cette bande spectrale avec les instruments de mesure à notre disposition. Finalement, nous pouvons dire que le bruit de phase du Genki est bien supérieur à celui du Mira dans les bandes spectrales où il est le plus complexe d'agir. Nous pouvons donc conclure que cet oscillateur laser n'est a priori pas adapté à l'empilement cohérent d'impulsions dans une cavité Fabry-Perot.

Regardons maintenant ce qu'il en est dans le cadre de la diffusion Compton inverse. Pour cela, nous commençons par regarder l'évolution de la fréquence de répétition de l'horloge de l'ATF sur cinq années présentée sur la figure 2.5. Nous voyons alors que la fréquence de l'horloge de l'ATF présente une variation maximale de -60 kHz par rapport à la fréquence initialement prévue (figure 2.5a) ce qui revient à -3,8 kHz si nous reportons cette variation à sa sixième sous-harmonique (figure 2.5b). Il est donc nécessaire que l'oscillateur laser puisse suivre de telles variations. Or, cet oscillateur présente une dérive de sa fréquence de répétition à long terme de plusieurs kilohertz et l'unique actuateur présent dans sa cavité optique est un miroir fixé sur un cristal piézoélectrique permettant des variations de  $\pm 140$  Hz. Par conséquent, cet oscillateur laser ne peut pas suivre les variations de la fréquence d'horloge de l'ATF et n'est donc pas viable dans le cadre de notre application.

Par conséquent, dans l'objectif d'une installation sur l'ATF durant l'été 2010 il est clair que nous devons nous procurer un second oscillateur laser présentant un bruit de phase inférieur à celui du Genki dans la bande spectrale supérieure à  $10^5$  Hz ainsi qu'un actuateur permettant le contrôle de sa fréquence de répétition dans une gamme dynamique d'au moins 4 kHz. Ce second oscillateur laser est un Origami de Onefive GmbH et est présenté dans la section 4.2.2. Comme nous l'avons vu, l'oscillateur laser Genki ne semble pas adapté à notre projet. Cependant, il est important de noter que toutes les expériences présentées dans ce chapitre ont été conduites avec cet oscillateur comme source laser. En effet, lorsque les expériences présentées dans la section 2.2 ont été menées, l'oscillateur laser Genki devait être la source laser que nous devions envoyer sur l'ATF. Pour les expérimentations présentées dans la section 2.3, le choix de changer d'oscillateur avait été fait. Cependant, pour les



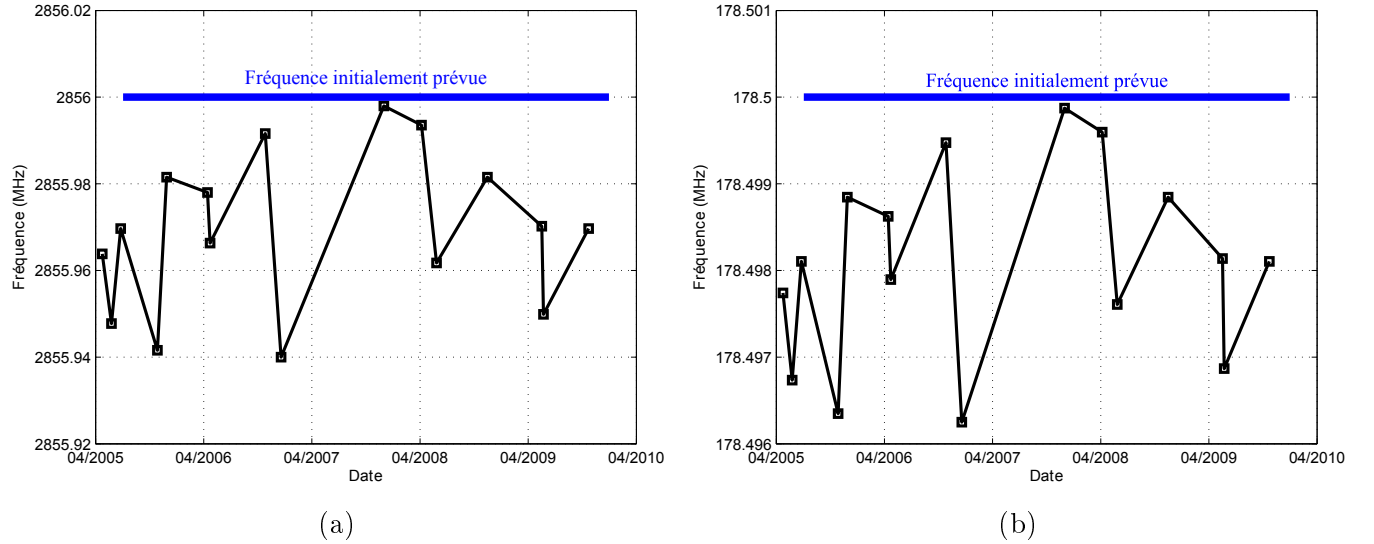


FIGURE 2.5 – Variations de la fréquence de l'ATF sur une période de cinq années. Les variations de la fréquence du linac bande S sont présentées directement sur la figure 2.5a et reportées à leur sixième sous-harmonique sur la figure 2.5b pour pouvoir les comparer avec la fréquence de répétition du Genki. Ces données nous ont été fournies par nos collègues de l'ATF.

sections 2.3.2 à 2.3.5, nous n'avions pas encore reçu l'oscillateur laser Origami alors que pour la section 2.3.6 présentant des tests conduits après notre retour de l'ATF durant le mois de janvier 2011, nous avons laissé l'Origami sur l'ATF afin de limiter son transport. Pour finir, le tremblement de terre qui toucha le Japon le 11 mars 2011 a endommagé l'Origami nous contraignant à nous procurer un troisième oscillateur laser, l'orange de Menlo Systems GmbH et les expériences présentées dans la section 2.4 ont été menées après que le choix de passer à cet oscillateur laser est été fait mais avant sa réception.

## 2.2 Architecture à base de fibres micro-structurées de type barreau

### 2.2.1 Introduction

Nous avons vu dans la section 1.2.5 que lorsqu'une impulsion de forte intensité se propage dans un matériau, des effets non-linéaires tels que l'élargissement du spectre optique par auto-modulation de phase peuvent apparaître en fonction de l'intensité du champ électrique. Afin de limiter cet effet délétère dans le cadre de notre application, il est nécessaire de diminuer cette intensité en augmentant la durée de l'impulsion ou la taille du mode du champ électromagnétique dans le matériau. Nous nous proposons d'étudier ces deux alternatives dans le cadre de notre régime : l'amplification d'impulsions picosecondes à haute cadence.

#### Fibres actives large cœur

Une première approche permettant de diminuer les non-linéarités est l'utilisation de fibres actives présentant un cœur de diamètre aussi grand que possible. Cependant, nous avons vu dans la section 1.2 qu'augmenter simplement le diamètre du cœur d'une fibre entraîne une augmentation du nombre

de modes du champ électromagnétique guidés dans celui-ci. Les fibres à sauts d'indice sont généralement hautement multi-modes à partir d'un diamètre de cœur d'approximativement  $20\text{ }\mu\text{m}$  comme nous l'avons vu dans le table 1.4 bien qu'un rayon de courbure judicieusement étudié permette de limiter ce problème. Il faut alors opter pour des fibres micro-structurées. C'est pour cette raison que nous nous sommes dirigés vers une architecture d'amplification basée sur une catégorie récente de fibres optiques micro-structurées : les fibres micro-structurées de type barreau dont la première démonstration date de 2005 [83, 84]. Ces fibres présentent des caractéristiques semblables à celles des fibres micro-structurées présentées dans la section 1.2 et les diamètres de leur cœur et de leur gaine optique peuvent aujourd'hui atteindre respectivement  $100\text{ }\mu\text{m}$  et  $285\text{ }\mu\text{m}$ , pour un diamètre du champ électromagnétique du mode fondamental de  $76\text{ }\mu\text{m}$ , tout en étant peu multi-mode comparé à une fibre à sauts d'indice de diamètre de cœur équivalent si nous nous référons à la table 1.4. Cependant, au moment des expériences présentées dans cette section, les diamètres de leur cœur et de leur gaine optique étaient respectivement de  $80\text{ }\mu\text{m}$  et  $200\text{ }\mu\text{m}$  pour un diamètre du champ électromagnétique du mode fondamental de  $69\text{ }\mu\text{m}$ . La raison de l'appellation barreau vient de leur diamètre total de  $1,5\text{ mm}$  qui fait qu'elles ne peuvent pas être courbées. Deux images de notre fibre micro-structurée de type barreau prises par microscopie à fluorescence [85, 86] sont présentées sur la figure 2.6.

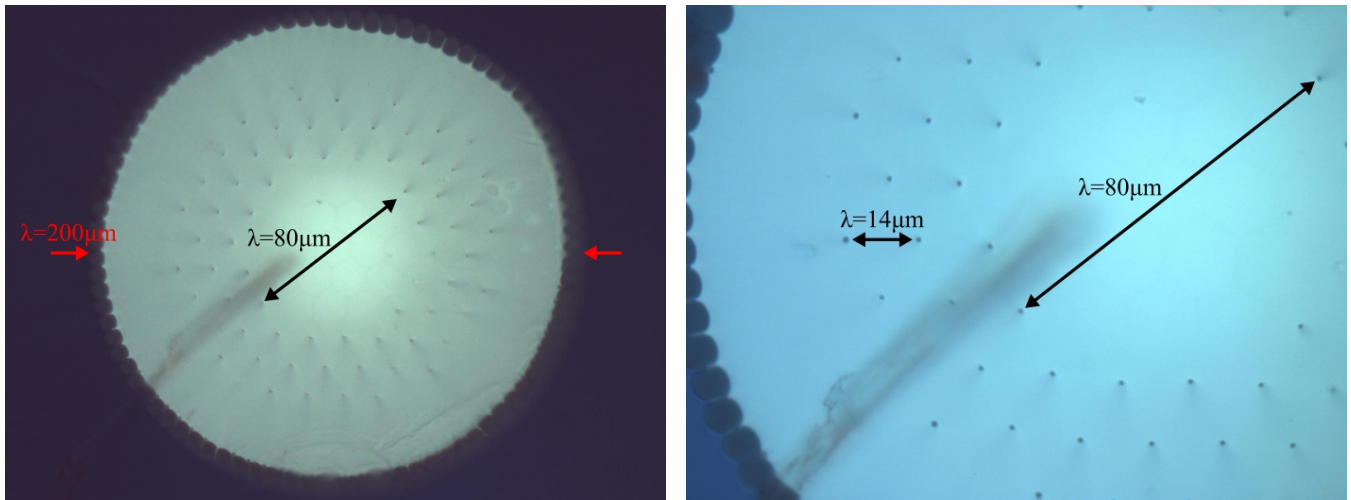


FIGURE 2.6 – Images de la face de la fibre micro-structurée de type barreau prise par microscopie à fluorescence.

### Élargissement temporel d'impulsions picosecondes limitées par transformée de Fourier

Malgré le cœur de  $80\text{ }\mu\text{m}$  de diamètre de la fibre micro-structurée de type barreau utilisée, un étirement temporel des impulsions est nécessaire si nous ne voulons pas voir d'élargissement spectral par auto-modulation de phase apparaître au cours de l'amplification. Cependant, étirer des impulsions d'approximativement  $1\text{ nm}$  de largeur spectrale comme celle de l'oscillateur laser Genki que nous utilisons n'est pas aisé. En effet, pour un étireur donné, le délai introduit entre les longueurs d'ondes extrêmes du spectre optique est d'autant plus important que celui-ci est large comme nous allons le voir. Prenons un étireur composé de deux réseaux de diffraction identiques présentant un intervalle  $\delta$  entre leurs traits et distant d'une longueur  $L$  comme le présente la figure 2.7. Nous n'allons pas reprendre toutes la théorie des réseaux de diffraction qui est largement traitée dans la littérature

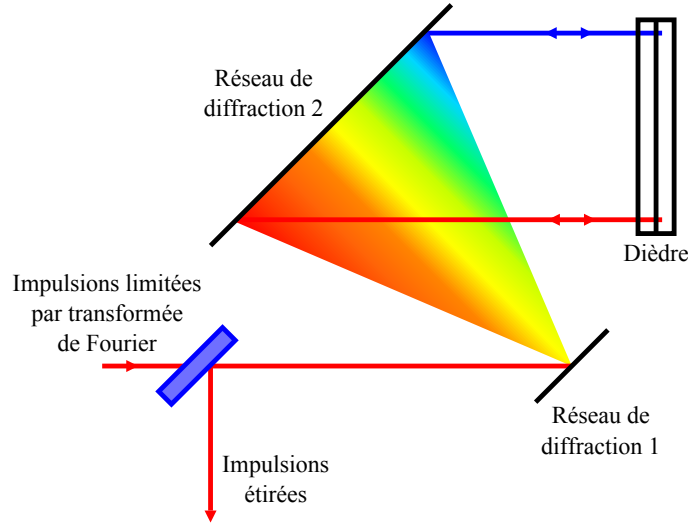


FIGURE 2.7 – Schéma d'un compresseur à réseaux utilisé en tant qu'étireur.

[87] mais simplement montrer que la durée d'une impulsion, après son passage dans un étireur, est proportionnelle à sa largeur spectrale. Nous admettons ici un étireur parfait et un faisceau laser de longueur d'onde centrale  $\lambda_0$  et de largeur spectrale  $\Delta\lambda$  incident sur le premier réseau de diffraction à l'angle de Lithrow  $\theta_i$ . La dispersion de vitesse de groupe induite par cet étireur s'écrit alors :

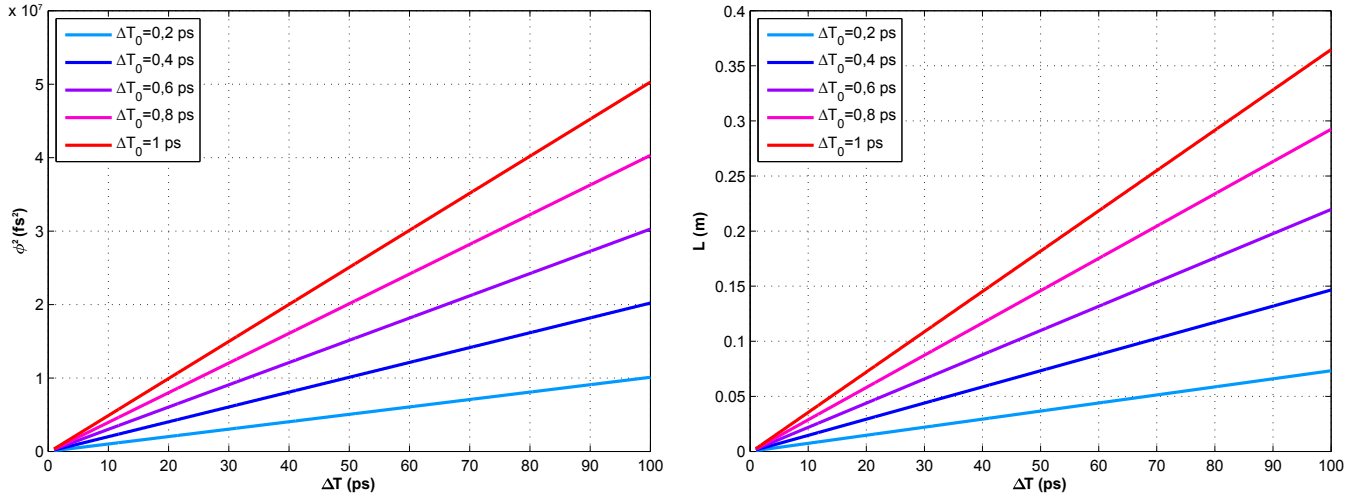
$$\varphi^{(2)} = -\frac{L\lambda_0^3}{\pi\delta^2 c^2 \cos^3 \theta_i} \quad (2.1)$$

Nous calculons ensuite la dispersion de vitesse de groupe nécessaire pour passer d'impulsions de 0,2 ps à 1 ps limitées par transformée de Fourier à des impulsions étirées de 1 ps à 100 ps ainsi que la distance entre les deux réseaux de diffraction correspondante. Les résultats de ces simulations sont présentés sur la figure 2.8. Nous remarquons alors que l'oscillateur laser Genki nous place dans une position a priori défavorable en ce qui concerne l'étirement et la compression de ses impulsions car le système envoyé sur l'ATF doit être aussi compact que possible.

Une approche élégante de passer outre ce problème des dimensions de l'étireur et du compresseur est de travailler en régime de compression spectrale induite par auto-modulation de phase. Comme nous l'avons expliqué dans la section 1.2.5, cette approche permet de réaliser un système d'amplification par fibre active en régime picoseconde sans avoir à étirer considérablement les impulsions avant leur amplification et donc de nous passer d'un étireur de grande dimension. De plus, il permet de se passer d'un compresseur, réduisant d'autant plus la taille du système. Enfin, un compresseur introduit des pertes de puissance, s'en passer entraîne donc un gain de puissance moyenne pour le système.

### 2.2.2 Amplification d'impulsions à dérive de fréquences

Maintenant que nous avons expliqué le choix de notre architecture d'amplification, nous présentons les tests effectués sur notre système dont l'architecture est présentée sur la figure 2.9. Dans un premier temps, nous caractérisons l'étireur puis la diode laser utilisée. Dans un second temps, nous nous plaçons en régime d'amplification d'impulsion à dérive de fréquences positive afin d'étudier la puissance moyenne de signal nécessaire pour saturer la fibre active. Nous étudions aussi les aspects



(a) Dispersion  $\phi_2$  nécessaire pour obtenir des impulsions de durées  $\Delta T$  à partir d'impulsions de durées  $\Delta T_0$  limitées par transformée de Fourier.

(b) Distance  $L$  entre les deux réseaux de diffraction nécessaire pour obtenir des impulsions de durées  $\Delta T$  à partir d'impulsions de durées  $\Delta T_0$  limitées par transformée de Fourier.

FIGURE 2.8 – Étude de l'efficacité d'étirement pour des impulsions présentant une forme de sécante hyperbolique au carré.

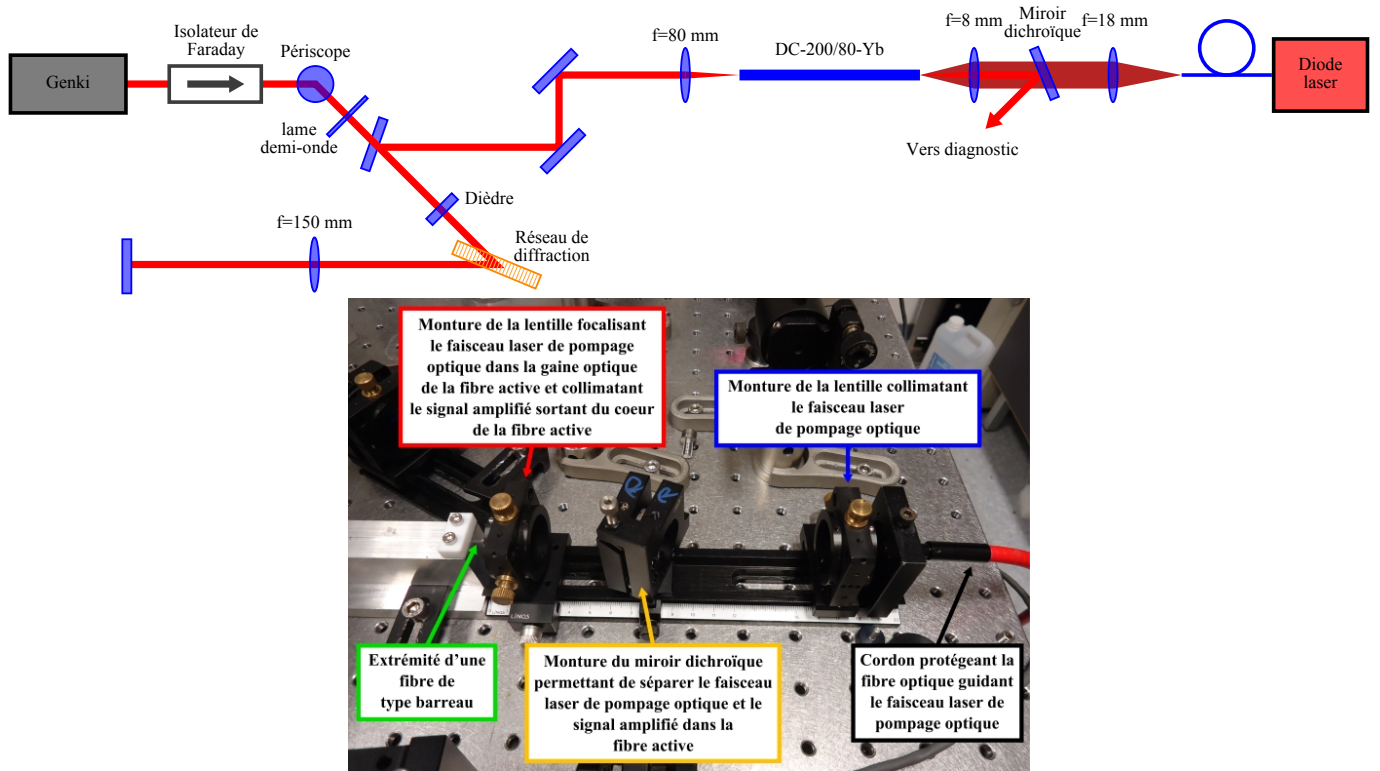


FIGURE 2.9 – Schéma du montage utilisé pour l'expérience d'amplification d'impulsions en régime de compression spectrale par auto-modulation de phase ainsi qu'une image de l'injection du pompage optique.

thermiques en régime de très fort pompage optique.

## Présentation et caractérisation de l'étireur

L'architecture choisie pour l'étireur utilisé dans notre système d'amplification d'impulsions en régime de dérive de fréquences est présentée sur la figure 2.10 et a été démontrée en 1994 [88]. L'avantage de cette architecture est qu'elle permet de passer simplement d'une dérive de fréquences

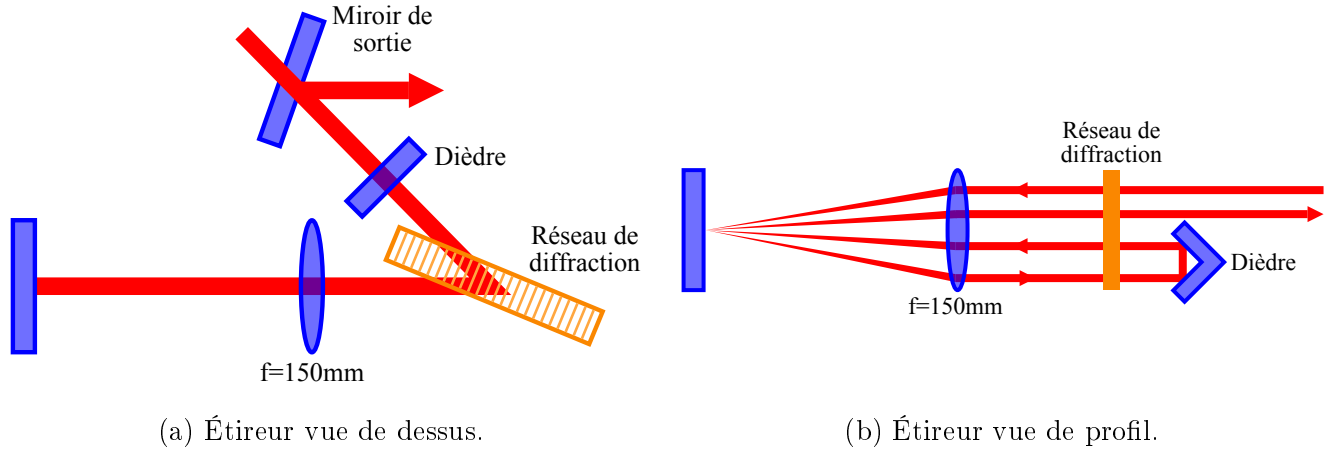


FIGURE 2.10 – Schéma de l'étireur utilisé vu sous deux angles différents.

positive à une dérive de fréquences négative, et d'étudier ainsi les deux régimes sans changer l'étireur. En effet, celui-ci est construit de façon à ce que le bras constitué de la lentille convergente et du miroir puisse être translaté dans l'axe du faisceau laser. Lorsque la distance entre la lentille convergente et le point du réseau de diffraction où passe le faisceau laser est égale à la distance focale de la lentille convergente, la dérive de fréquences induite par l'étireur est nulle. Lorsque cette distance augmente ou diminue, la dérive de fréquences induite est alors respectivement positive ou négative. La figure 2.11 montre les durées théoriques et mesurées des impulsions en fonction de la distance entre la lentille convergente et le réseau de diffraction ainsi que la dispersion de la vitesse de groupe induite théorique et calculée à partir de la durée des impulsions mesurée après leur étirement. La durée des impulsions est mesurée avec un auto-corrélateur et un facteur 0,65 est appliqué aux mesures en assumant des impulsions de forme sécante hyperbolique au carré. L'efficacité de l'étireur a aussi été mesurée et celle-ci est d'approximativement 70 %.

## Puissance et stabilité de la diode laser utilisée pour le pompage optique

La diode laser utilisée pour le pompage optique de la fibre active délivre un faisceau laser continu par une fibre multi-mode dont les diamètres de cœur et de gaine optique sont respectivement de 400  $\mu\text{m}$  et de 480  $\mu\text{m}$  et dont l'ouverture numérique du cœur est de 0,22. La puissance maximale du faisceau laser délivré par la diode laser est de 300 W et une mesure de son efficacité est présentée sur la figure 2.12. Cette diode laser est aussi stabilisée en longueur d'onde grâce à un VBG inséré dans sa cavité laser. Son spectre optique est mesuré pour différentes valeurs de puissance émise pour une même température de refroidissement ainsi que pour différentes températures de refroidissement pour une valeur de puissance émise donnée. Ces mesures sont présentées sur la figure 2.13 et comparées aux mêmes mesures pour une diode laser non stabilisée en longueur d'onde. La seconde diode laser

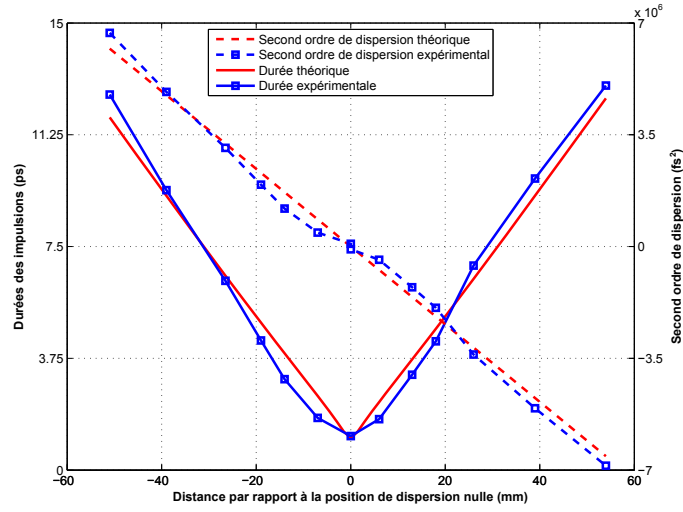


FIGURE 2.11 – Comparaison entre la durée des impulsions après étirement théorique et mesurée ainsi qu’entre les seconds ordres de dispersion théoriques et ceux calculées à partir de la durée mesurée.

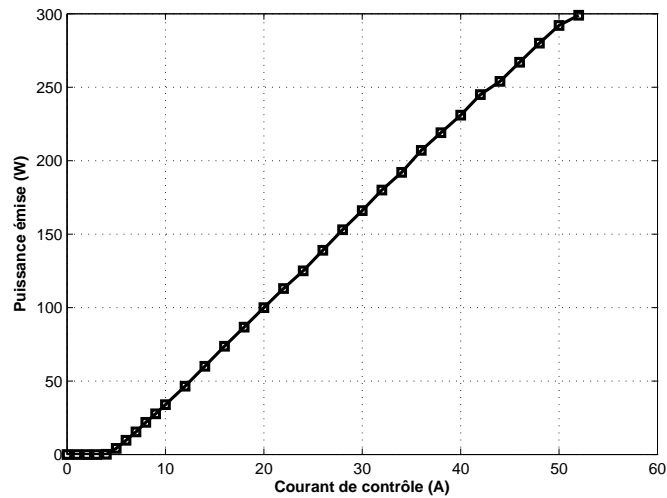
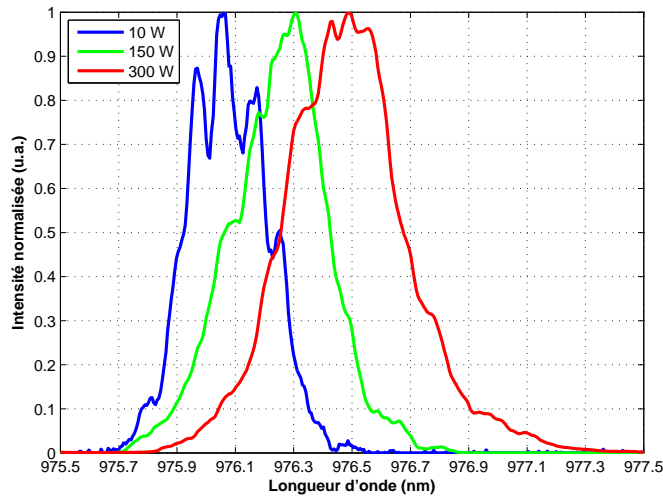
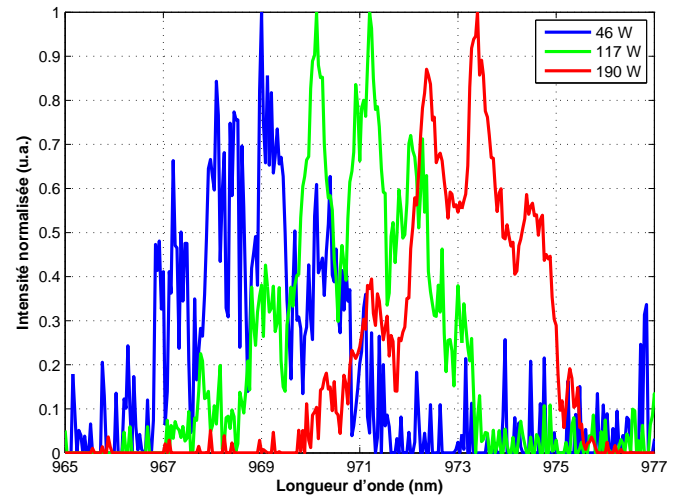


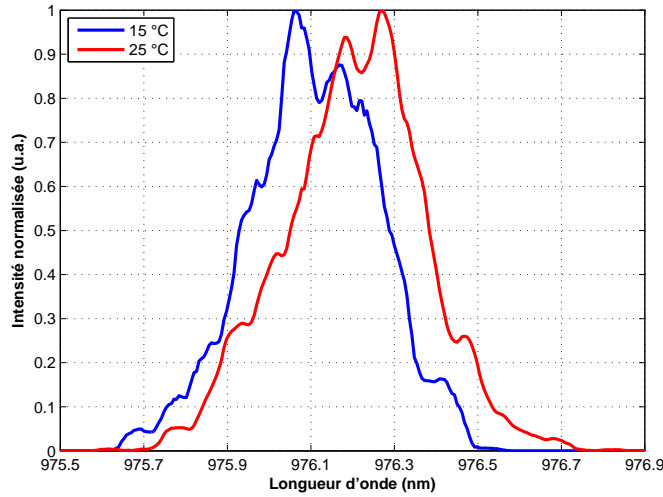
FIGURE 2.12 – Mesure de la puissance émise par la diode laser en fonction du courant de contrôle délivré par l’alimentation électrique.



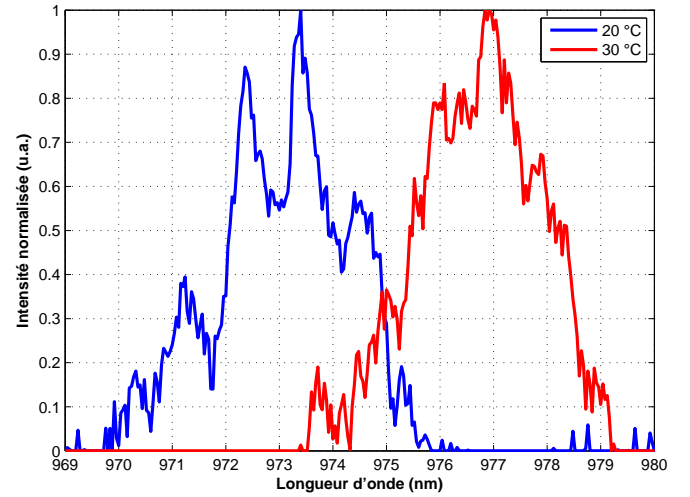
(a) Diode Dilas 300 W stabilisée, décalage du spectre optique selon la puissance émise pour une température de refroidissement constante.



(b) Diode Dilas 200 W non stabilisée, décalage du spectre optique selon la puissance émise pour une température de refroidissement constante.



(c) Diode Dilas 300 W stabilisée, décalage du spectre optique selon la température pour un courant de contrôle constant.



(d) Diode Dilas 200 W non stabilisée, décalage du spectre optique selon la température pour un courant de contrôle constant.

FIGURE 2.13 – Caractérisation spectrale de la diode laser utilisée. La figure 2.13a présente une mesure du spectre optique du faisceau laser émis pour différentes puissances que nous comparons avec une mesure similaire effectuée sur une diode laser non stabilisée du même fournisseur, présentée sur la figure 2.13b. La figure 2.13c présente une mesure du spectre optique du faisceau laser émis pour différentes températures de refroidissement que nous comparons avec une mesure similaire effectuée sur une diode laser non stabilisée du même fournisseur présentée sur la figure 2.13d.

vient du même constructeur et la fibre délivrant le faisceau laser présente les mêmes caractéristiques que celle de notre diode laser. Nous voyons alors que la présence d'un VBG dans la cavité laser de la diode entraîne une stabilité du spectre optique ce qui permet de rester centré dans la bande d'absorption de l'ytterbium dans tous les régimes de fonctionnement.

### Saturation de la fibre active micro-structurée de type barreau

Comme nous l'avons vu dans la section 1.3, un des paramètres jouant sur l'efficacité d'une amplification laser est la puissance du signal à amplifier lors de son injection dans le cœur d'une fibre active. Cependant, à la fréquence de répétition où nous travaillons, nous pouvons considérer être en régime quasi continu et nous étudions donc la saturation de la fibre active en fonction de la puissance moyenne du signal injecté dans son cœur. De plus, nous souhaitons faire remarquer que lorsque nous parlons de puissance moyenne injectée, la puissance moyenne est celle mesurée juste avant la fibre active et sera plus ou moins différente de celle effectivement couplée dans son cœur et qui dépend de la qualité de l'injection. Il serait plus intéressant d'utiliser la puissance effectivement couplée dans le cœur pour commenter nos mesures mais celle-ci ne peut pas être directement mesurée. Ces mesures de saturation sont présentées sur la figure 2.14. Nous remarquons alors que l'efficacité de l'amplification

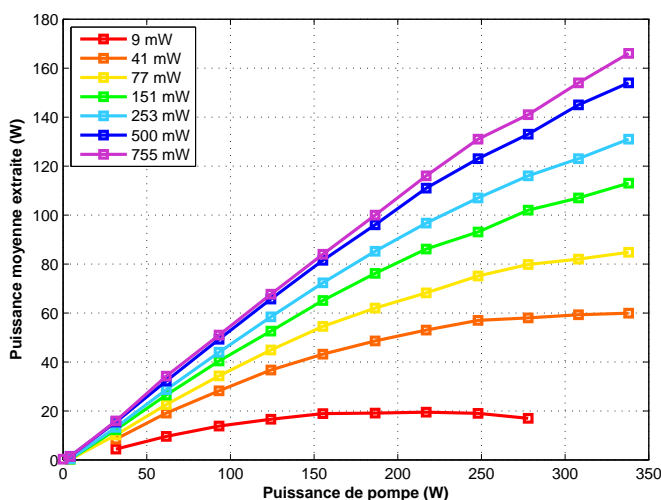


FIGURE 2.14 – Évolution de la puissance moyenne extraite de la fibre active micro-structurée de type barreau en fonction de la puissance du pompage optique pour différentes puissances moyennes de signal injecté.

diminue très rapidement avec la puissance moyenne du signal injecté. Idéalement, ces tests auraient dû être conduits pour des puissances moyenne de faisceau laser signal injecté plus importantes afin de voir le moment où les courbes se superposent qui signifie que nous sommes à la puissance moyenne de saturation mais nous sommes limités par la puissance maximale délivrée par l'oscillateur laser. Nous voyons cependant que nous pouvons atteindre une efficacité d'amplification d'approximativement 50 % lorsque le maximum de la puissance moyenne du signal est injectée. De plus, un travail approfondi sur l'augmentation de la qualité de l'injection du signal devrait permettre de coupler une puissance moyenne plus importante dans le cœur de la fibre active, augmentant alors l'efficacité de l'amplification. Nous pouvons conclure de ces mesures qu'il faut près de 1 W pour saturer la fibre active utilisée. Notons que pour ces mesures, la position du couple lentille/miroir de l'étireur est telle que nous sommes en régime d'amplification d'impulsion à dérive de fréquences positive.



## Mesure de la température de la fibre active

Comme nous l'avons dit précédemment, le système conçu doit être robuste et pouvoir fonctionner durant plusieurs heures sans interruption. Par conséquent, il est important d'avoir une idée de son comportement d'un point de vue thermique afin de voir s'il nous est nécessaire de le thermaliser. Pour cela, nous mesurons l'évolution de la température de la fibre active du côté de l'injection du pompage optique pour différentes puissances moyennes de celui-ci. Les résultats de ces mesures sont présentés sur la figure 2.15. Nous remarquons que la température de l'extrémité de la fibre active

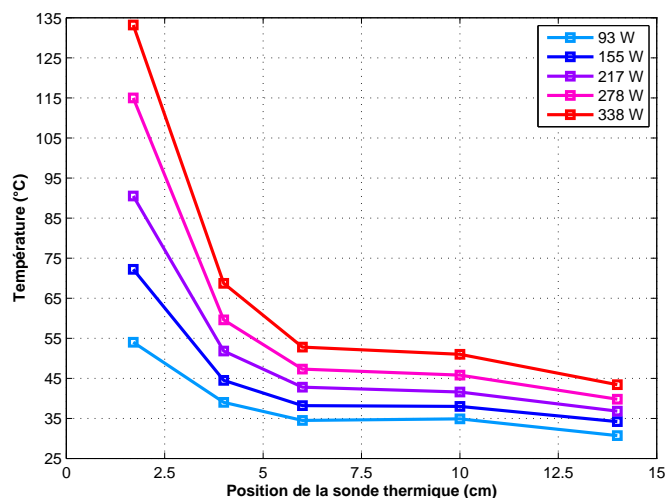


FIGURE 2.15 – Évolution de la température de la fibre active prise du côté de l'injection du pompage optique en fonction de la puissance moyenne de celui-ci. La distance est donnée depuis l'extrémité de la fibre.

augmente avec la puissance moyenne du pompage optique pour décroître rapidement le long de l'axe longitudinal de la fibre active. Cette évolution de la température le long de la fibre active rappelle celle de la puissance du signal le long d'une fibre active en régime de pompage optique contra-propagatif que nous avons vu dans la section 1.3 sur la figure 1.20b. Sur cette figure, nous voyons que la puissance du signal augmente exponentiellement pour arriver à son maximum à l'extrémité de la fibre active. Cela signifie que la chaleur dissipée dans la fibre à cause du défaut quantique et donc la température de la fibre active augmentent elles aussi exponentiellement. Les mesures effectuées sont donc parfaitement en accord avec nos simulations. Finalement, ces températures nous indiquent qu'un système de thermalisation est nécessaire si nous désirons faire fonctionner notre système de façon continue à plus de 100 W de puissance moyenne extraite.

## Amplification en régime de compression spectrale par auto-modulation de phase

Nous nous proposons maintenant de passer notre étireur en régime de dispersion négative et d'étudier le comportement de notre système dans ce régime non-linéaire. Pour cela, nous mesurons la puissance et le spectre amplifié afin de mettre en évidence les effets de l'auto-modulation de phase. Ces mesures sont effectuées pour des durées d'impulsions différentes avant amplification et les résultats sont présentés sur les graphiques de la figure 2.16. Nous remarquons alors que le spectre optique est affecté par la durée des impulsions ainsi que par la puissance extraite. Premièrement nous pouvons noter que le régime d'amplification d'impulsions à dérive de fréquences négative ne prévient pas d'un élargissement du spectre optique des impulsions amplifiées. En effet, pour les durées d'impulsion de

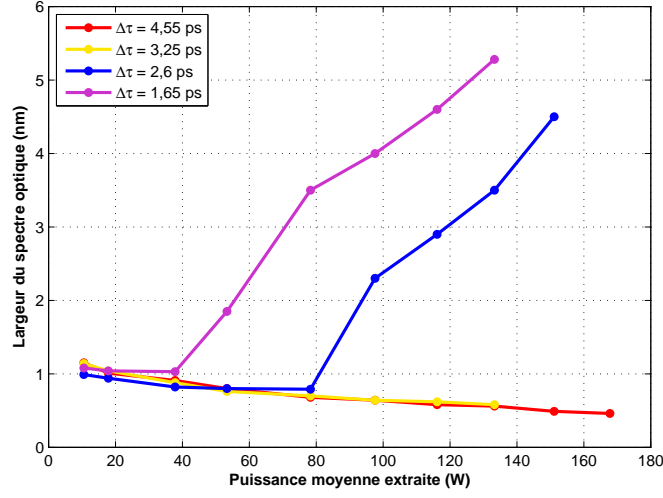


FIGURE 2.16 – Mesure de la largeur spectrale du faisceau laser en sortie de la fibre active en fonction de sa puissance moyenne. Ces mesures sont faites pour quatre durées d’impulsions différentes en régime de dispersion négative.

$\Delta\tau = 1,65$  ps et  $\Delta\tau = 2,6$  ps, nous notons que la largeur du spectre optique diminue jusqu’à une certaine valeur de la puissance moyenne extraite pour ensuite augmenter. Cela s’explique par le fait que passé un certain point, la dispersion négative induite par l’étireur est complètement compensée par la dispersion positive induite par la propagation non linéaire dans le cœur de la fibre optique. Le seuil de puissance extraite où cette compensation survient diminue d’autant que la durée des impulsions est faible. À cet instant, la dispersion devient positive et induit un élargissement spectral par auto-modulation de phase. Finalement, l’amplification d’impulsions picosecondes en régime de compression spectrale semble être un moyen très intéressant pour réduire la taille d’un système d’amplification laser.

## Instabilités modales

Durant les différentes expériences présentées dans ce chapitre, nous avons systématiquement vu l’apparition d’un phénomène d’instabilité du mode du champ électromagnétique du signal amplifié extrait de la fibre active. En effet, à partir d’une certaine puissance moyenne variant d’approximativement 80 W à 160 W, un passage du mode fondamental  $LP_{01}$  au mode d’ordre supérieur  $LP_{11}$  est observé comme nous le voyons sur la figure 2.17. Nous avons remarqué que le seuil de ce battement de mode dépendait fortement de la qualité de l’injection du signal. En effet, plus le couplage du signal dans le cœur est bon et plus le seuil de battement augmente. À notre connaissance, cet effet a été mentionné pour la première fois dans les fibres actives de type barreau en régime impulsionnel dans une publication de 2010 [34] et l’hypothèse donnée sur l’origine de cet effet est le *spatial-hole burning* transverse [89, 90]. Cependant des études ont été faites depuis afin de comprendre plus précisément ce phénomène d’instabilités modales. Premièrement, un modèle combinant un modèle de propagation de faisceau laser en trois dimensions [91] et de description de la compétition entre les différents modes transverses dans les fibres actives multi-modes [89] a été développé [92]. Deuxièmement des observations poussées ont été menées [93]. Enfin, l’origine physique est expliquée dans [94].

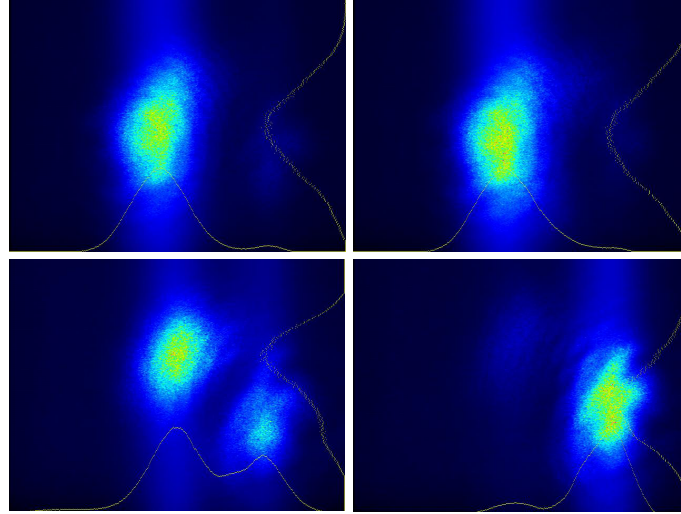


FIGURE 2.17 – Mesure du profil spacial du signal amplifié à différents instants pour une même puissance de pompage optique. Nous remarquons que le mode fondamental  $LP_{01}$  n'est plus présent et l'apparition du mode  $LP_{11}$ . Ce mode est très instable et nous remarquons une oscillation de la distribution d'intensité entre ses deux composantes.

### 2.2.3 Conclusion

Bien que les fibres actives micro-structurées de type barreau présentent un intérêt non négligeable du fait de la taille de leur cœur, l'effet de battement de modes observé nous a poussé à changer la fibre active de notre architecture d'amplification pour une fibre active micro-structurée présentant un cœur optique plus petit. En effet, comme nous l'avons expliqué dans l'introduction de ce chapitre, la qualité du mode du champ électromagnétique du faisceau laser est cruciale lorsque ce dernier doit être couplé sur le mode optique Gaussien fondamental d'une cavité Fabry-Perot. De plus, un système d'amplification fonctionnel devait être envoyé au LAL dans approximativement huit mois, soit aux alentours du mois d'avril 2010 afin d'effectuer quelques expérimentations du système d'amplification couplé à la cavité Fabry-Perot avant l'envoi à l'ATF à la fin du mois de juin 2010. Par conséquent, il était critique de trouver une solution rapidement.

Il se trouve que la découverte de ces instabilités modale a coïncidé avec la décision de changer l'oscillateur laser. Or, le faisceau laser délivré par l'oscillateur laser Origami présente des caractéristiques radicalement différentes de celui délivré par l'oscillateur laser Genki comme nous le verrons dans la section 4.2.2. Premièrement, sa largeur spectrale de 5,6 nm simplifie considérablement l'étirement de ses impulsions et deuxièmement, si nous nous référons aux mesures de saturation effectuées, sa puissance moyenne d'approximativement 250 mW entraîne la nécessité d'un étage de pré-amplification laser dans le cadre d'une architecture d'amplification basée sur une fibre active micro-structurée de type barreau. Pour toutes ces raisons, nous avons opté pour une architecture d'amplification laser basée sur une fibre active micro-structurée souple présentant un diamètre de cœur inférieur à celui de la fibre active micro-structurée de type barreau utilisée dans cette section. Nous présentons cette seconde architecture dans la section suivante.

Nous avons donc vu que, dans le cadre du régime impulsionnel haute cadence où nous nous situons et pour lequel l'énergie des impulsions reste généralement de l'ordre du microjoule, les fibres active micro-structurées de type barreau ne sont à priori pas les plus adaptées. Cependant, dans le

cadre de systèmes d'amplification d'impulsions de très fortes énergies, l'utilisation de telles fibres présentant un grand diamètre de cœur, permet de réduire les contraintes sur le système d'étirement et de compression des impulsions.

## 2.3 Architectures à base de fibres micro-structurées souples

### 2.3.1 Introduction

Comme nous venons de le voir dans la section 2.2, les fibres actives micro-structurées de type barreau peuvent présenter des battements de modes délétères lorsqu'une forte puissance moyenne en est extraite. Par conséquent, nous souhaitons maintenant développer un nouvel amplificateur fibré basé sur un second type de fibres actives micro-structurées de la même façon que les fibres de type barreau mais souples. Cela signifie que celles-ci peuvent être courbées. Ces fibres sont les DC-200/40-PZ-Yb (NKT Photonics) et un résumé de leurs caractéristiques est présenté dans la table 2.2. Ces fibres actives micro-structurées présentent des avantages ainsi que des inconvénients vis à vis d'une fibre de type barreau que nous allons présenter.

Diamètre du cœur	$40 \pm 2 \text{ } \mu\text{m}$
Diamètre de la gaine optique	$200 \pm 5 \text{ } \mu\text{m}$
Diamètre interne de la gaine protectrice	$450 \pm 20 \text{ } \mu\text{m}$
Diamètre externe de la gaine protectrice	$620 \pm 30 \text{ } \mu\text{m}$
Matériau du coeur et de la gaine optique	Silice
Matériau de la gaine protectrice	Acrylate
Diamètre du champ du mode	$29 \pm 2 \text{ } \mu\text{m}$
Absorption à 976 nanomètres	$\sim 10 \text{ dB.m}^{-1}$

TABLE 2.2 – Caractéristiques principales des fibres actives micro-structurées DC-200/40-PZ-Yb-01.

#### Inconvénients

Les inconvénients sont au nombre de deux. Premièrement, le diamètre du cœur est de  $40 \text{ } \mu\text{m}$  à la place des  $80 \text{ } \mu\text{m}$  de la fibre de type barreau ce qui entraîne donc une diminution du diamètre du mode du champ électromagnétique qui passe de  $69 \text{ } \mu\text{m}$  à  $29 \text{ } \mu\text{m}$  soit un rapport de surface de 5,7. La puissance par unité de surface sera donc 5,7 fois plus importante dans cette nouvelle fibre active micro-structurée. Par conséquent, il faut diminuer la puissance crête des impulsions se propageant dans le cœur de la fibre d'un facteur 5,7 pour accumuler autant d'intégrale  $B$  que lorsque nous utilisons la fibre optique de type barreau. Il faut alors augmenter la durée des impulsions d'autant avant leur amplification. Deuxièmement, l'atténuation à 976 nm, la longueur d'onde de notre faisceau laser de pompage optique, passe d'approximativement  $30 \text{ dB.m}^{-1}$  à  $10 \text{ dB.m}^{-1}$ . Cela entraîne alors la nécessité d'une longueur de fibre 3 fois plus importante pour obtenir une atténuation semblable à celle de la fibre active micro-structurée de type barreau.

#### Avantages

En ce qui concerne les avantages, premièrement, la souplesse de cette nouvelle fibre fait qu'elle est bien plus aisée à manipuler. En effet, comme il a été expliqué dans la section 2.2, les fibres de

type barreau font approximativement 1,5 mm de diamètre et nous utilisons des longueurs de fibres variant de 1 m à 1,2 m. Ceci, couplé à leur rigidité, les rend extrêmement fragiles et délicates à manipuler. De plus, cette rigidité impose un système d'amplification long d'au moins 1,6 m à 1,8 m si l'on prend en compte les optiques d'injection du signal et du pompage optique ce qui n'est pas idéal lorsque nous désirons un système compact. Deuxièmement nous nous sommes aperçus grâce à d'autres expérimentateurs du groupe de recherche utilisant ces fibres que le mode optique des fibres DC-200/40-PZ-Yb était de meilleure qualité que celui des fibres de type barreau ce qui s'explique par le fait qu'elles guident moins de modes comme nous l'avons vu dans la table 1.4. Or cela est critique pour le couplage optique dans la cavité Fabry-Perot. Le dernier point est une question de coût. En effet, pour une atténuation du pompage optique similaire, une fibre de type barreau coûte approximativement trois fois plus cher qu'une fibre DC-200/40-PZ-Yb.

Maintenant que les principales caractéristiques de la fibre ont été données, nous allons introduire les expérimentations présentées dans cette section. Pour commencer, nous montrons que le choix de la longueur de fibre active est crucial si l'on désire obtenir une bonne efficacité d'amplification et concluons sur la longueur idéale pour notre montage. Nous présentons ensuite les mesures de compression spectrale par auto-modulation de phase réalisées et concluons sur l'intérêt de ce régime d'amplification dans le cadre du projet Mighty Laser. Nous parlons ensuite de la nécessité de réduire au maximum la puissance moyenne des modes se propageant dans la double gaine optique et faisons les mesures associées. Nous abordons ensuite l'injection du laser de pompage optique dans la gaine optique de la fibre active et de l'importance du choix des lentilles utilisées pour cette injection. Pour finir, nous caractériserons les deux fibres que nous avons utilisées sur l'ATF durant la campagne de mesure de février-mars 2011.

### 2.3.2 Longueur optimale et puissance de saturation.

Comme nous l'avons vu dans la section 1.3, la longueur de la fibre active et la puissance de saturation sont deux éléments importants dans le développement d'un système d'amplification fibré. Par conséquent, la seconde étape de notre développement d'un amplificateur fibré après le choix de la fibre active est de déterminer sa longueur optimale ainsi que sa puissance de saturation. À partir d'une fibre DC-200/40-PZ-Yb de trois mètres de long, nous faisons différents tests consistant à mesurer l'efficacité de l'amplification pour différentes longueurs de fibre active. Les différentes longueurs de fibre optique active étudiées sont 300 cm, 279 cm, 152 cm, 123 cm et 98 cm, l'objectif étant de nous permettre de voir une tendance tout en ne détruisant pas toute la fibre. En effet, si nous réalisons cette expérimentation en réduisant la fibre de 10 cm ou 20 cm à chaque fois afin de parcourir toute sa longueur, le résultat est bien entendu plus précis mais nous perdons 3 m de fibre, engendrant alors un coût non négligeable. Il est donc plus intéressant de regarder quelques longueurs, les bouts ne convenant pas pouvant par la suite être utilisés pour d'autres expérimentations. Un schéma du montage expérimental est présenté sur la figure 2.18 et les impulsions sont étirées à approximativement 13 ps avec une dérive de fréquences positive. Pour chaque longueur de fibre active, les mesures d'amplification sont effectuées pour différentes puissances moyennes de signal injecté dans le cœur, sauf pour 300 cm et 123 cm où un endommagement des faces de la fibre a eu lieu.

Premièrement, nous traçons les courbes donnant l'évolution de la puissance moyenne extraite en fonction de la puissance moyenne de pompage optique pour différentes puissances moyennes de signal injecté et ce, pour les quatre longueurs de fibre active. Ces résultats sont présentés sur la figure 2.19. Deuxièmement, nous traçons l'efficacité d'amplification en fonction de la puissance moyenne de

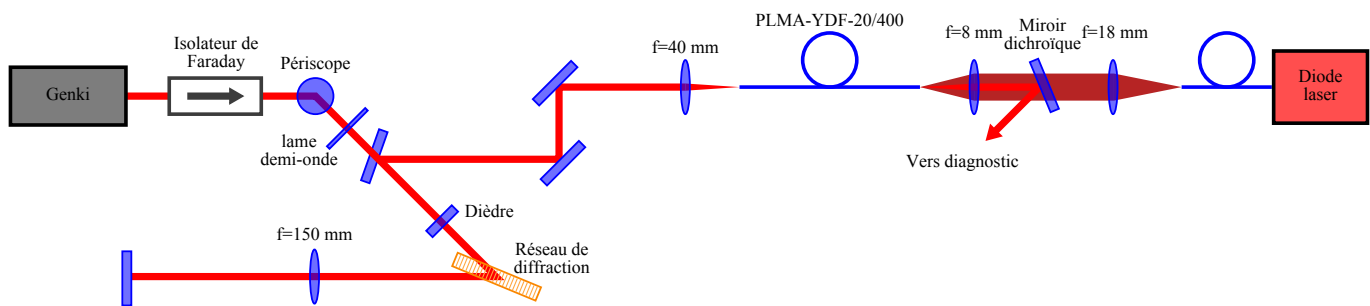


FIGURE 2.18 – Schéma du montage conçu pour l'expérience de *cutback*. Celui-ci est similaire au montage présenté sur la figure 2.9 utilisé pour les expérimentations avec la fibre de type barreau.

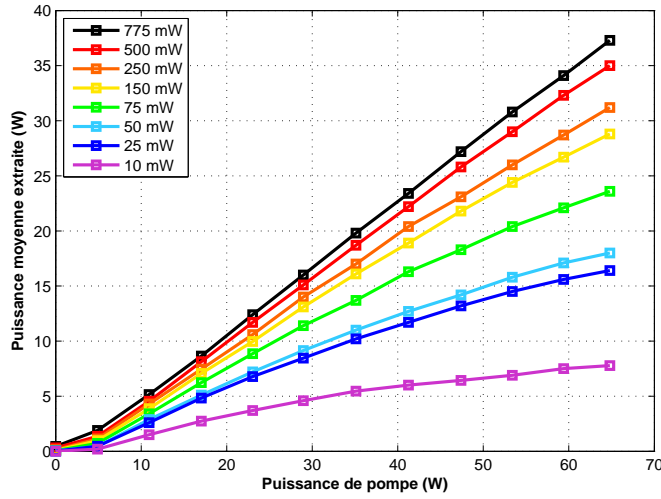
signal injecté pour différentes puissances moyennes de pompage optique pour les trois longueurs où nous avons ces données. Ces résultats sont présentés sur la figure 2.20. Nous reportons finalement les meilleures efficacités mesurées pour chaque tronçon sur la figure 2.21.

Nous allons maintenant analyser ces résultats. Pour des longueurs de 98 cm et 152 cm, nous notons que les mesures sont en accord avec les simulations présentées dans la section 1.3 sur la figure 1.18. En effet, pour 98 cm de long, l'efficacité de l'amplification augmente significativement avec la puissance du signal injecté. Nous pouvons d'ailleurs noter une différence de 20 points dans l'efficacité entre 10 mW et 722 mW de puissance de signal injecté et 5 points entre 500 mW et 722 mW pour 100 W de pompage optique. La puissance de saturation n'est donc pas atteinte. Alors que pour 152 cm, l'augmentation de l'efficacité avec la puissance du signal injecté est bien moindre. Elle augmente de 17 points entre 10 mW et 700 mW de puissance du signal injecté mais seulement de 1 point entre 500 mW et 700 mW pour 100 W de puissance du pompage optique. Nous sommes donc quasiment à la puissance de saturation. Cependant, pour la longueur de 279 cm, le comportement est différent de celui des simulations. En effet, si la puissance de saturation semble être proche de celle pour la fibre de 152 cm de long, il y a beaucoup plus de disparités entre les efficacités obtenues pour les plus petites puissances du signal injecté. Nous pensons que la longueur de la fibre fait qu'une importante partie du signal est absorbé au début de sa propagation dans le milieu actif ce qui entraîne une baisse de l'efficacité d'amplification pour les petites puissances de signal injecté plus importante que pour la fibre de 152 cm de long.

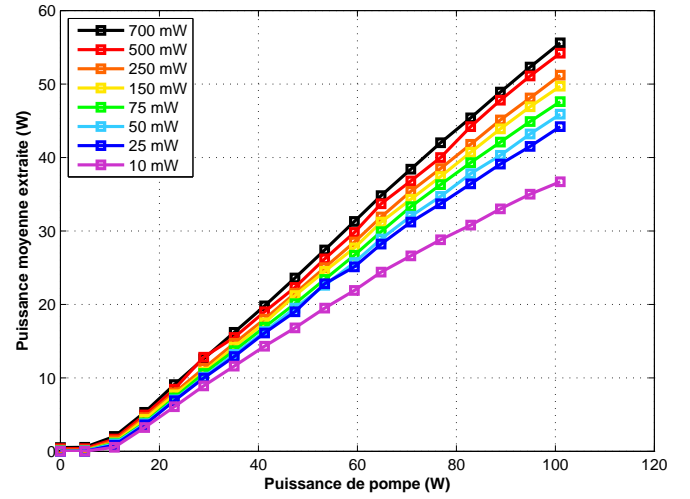
Finalement, si nous regardons l'efficacité d'amplification maximale obtenue pour chaque longueur étudiée présentée sur la figure 2.21, nous remarquons que les mesures sont proches des simulations effectuées et que, malgré le faible nombre de points de mesure, la longueur idéale semble se situer entre 150 cm et 250 cm de fibre active. Cependant, il faut prendre en compte les effets non-linéaires qui augmentent avec la longueur de la fibre active. Par conséquent, une longueur de 2 m semble être un bon compromis entre efficacité et non-linéarité.

### 2.3.3 Amplification en régime de compression spectrale par auto-modulation de phase.

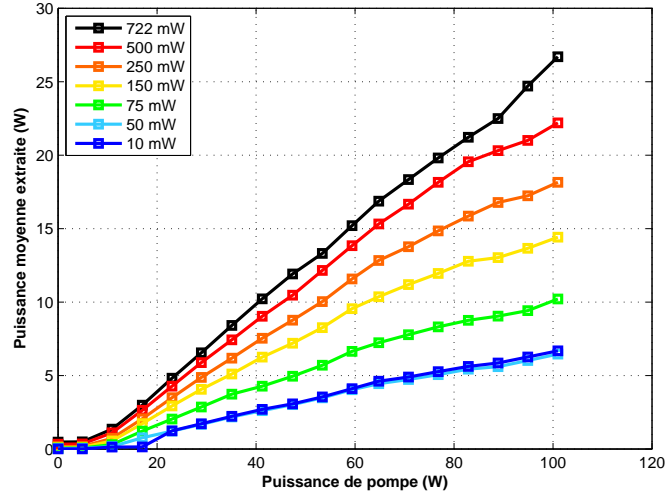
Durant les mesures de puissances moyennes extraites présentées précédemment, nous avons aussi effectué des mesures de compression spectrale par auto-modulation de phase pour des longueurs de fibres actives de 152 cm, 269 cm et 279 cm. Le protocole expérimental est le même que pour les mesures présentées dans la section 2.2.2. Dans un premier temps, nous présentons les résultats de ces



(a) Longueur de fibre active : 279 cm.



(b) Longueur de fibre active : 152 cm.



(c) Longueur de fibre active : 98 cm.

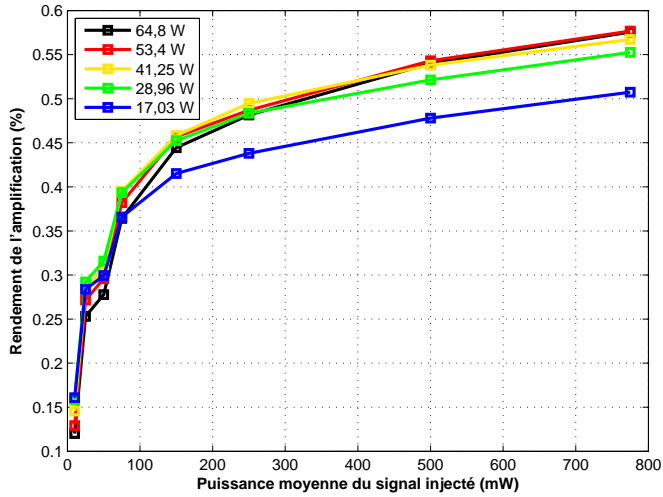
FIGURE 2.19 – Puissances moyennes extraites pour quatre tronçons de fibres actives en fonction de la puissance moyenne de pompage optique. Pour chaque tronçon, ces mesures sont effectuées pour plusieurs puissances moyennes de signal injectés dans la fibre active.

mesures et ceux-ci sont comparées avec des simulations<sup>3</sup>. Dans un second temps, les effets délétères de ce régime d'amplification sont présentés.

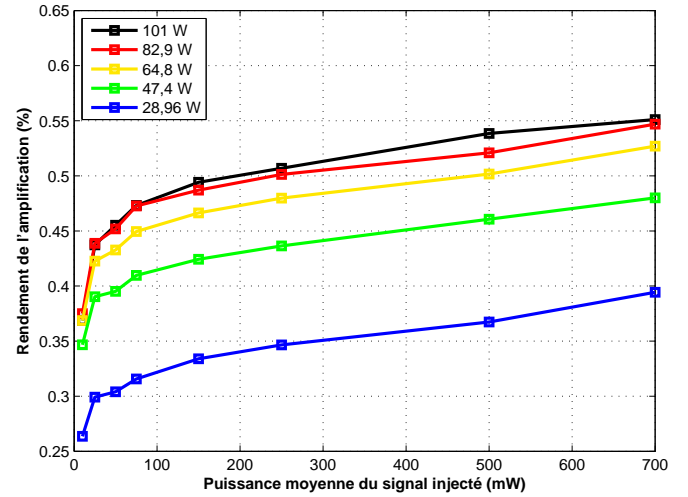
## Résultats et comparaison avec les simulations.

Les spectres optiques mesurés pour les fibres actives de 152 cm, 269 cm et 279 cm sont respectivement présentés sur les figures 2.22 et 2.23. De plus, les largeurs spectrales sont mesurées et présentées en fonction de la puissance moyenne extraite sur la figure 2.24. En comparaison avec les mesures similaires effectuées avec la fibre active de type barreau, un des intérêts de cette mesure est de pouvoir comparer des résultats pour deux longueurs de fibre actives différentes. Comme nous pouvions le prévoir, la compression spectrale se fait bien plus rapidement dans la fibre optique de 269 cm que dans celle de 152 cm du fait de l'augmentation des non-linéarités accumulées avec la lon-

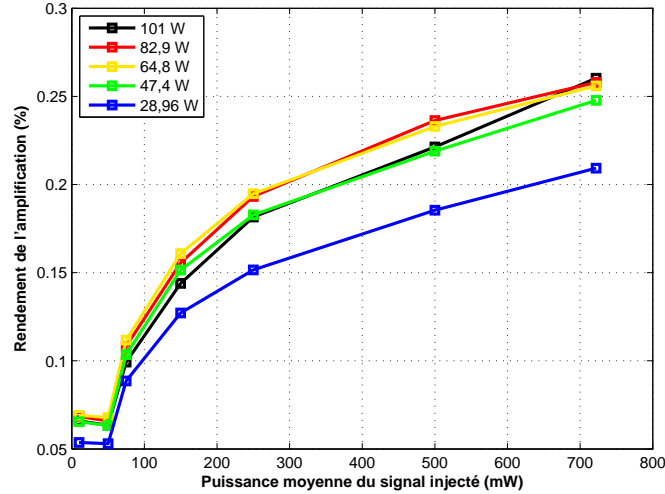
3. Les simulations sont faites avec le logiciel fiberdesk : <http://www.fiberdesk.com/>.



(a) Longueur de fibre active : 279 cm.



(b) Longueur de fibre active : 152 cm.



(c) Longueur de fibre active : 98 cm.

FIGURE 2.20 – Efficacité d'amplification pour trois tronçons de fibres actives en fonction de la puissance moyenne du faisceau laser de signal injecté dans le cœur. Pour chaque tronçon, ces mesures sont effectuées pour différentes puissances moyennes de pompage optique.

gueur de fibre active parcourue. Nous faisons ensuite des simulations pour la fibre active de 152 cm de long et comparons deux des spectres obtenus avec les simulations et ceux mesurés pour des durées d'impulsions de  $\Delta\tau = 3,25$  ps et  $\Delta\tau = 9,75$  ps. Des simulations ont aussi été effectuées pour toutes les autres combinaisons de durées d'impulsion et de puissances moyennes extraites et l'évolution de la largeur spectrale en fonction de la puissance moyenne extraite. La figure 2.25 présente les comparaisons entre simulations et mesures expérimentales.

Finalement, nous pouvons tirer plusieurs conclusions de ces travaux. Premièrement, la bonne corrélation entre les mesures et les simulations nous indiquent qu'un tel système peut être correctement développé en amont à partir de simulations afin d'obtenir un résultat très proche de celui désiré lors des expérimentations. Deuxièmement, nous voyons que le régime d'amplification d'impulsions en regime de compression spectrale par auto-modulation de phase est à priori extrêmement intéressant pour obtenir des impulsions de quelques picosecondes de forte puissance moyenne lorsque leur fré-



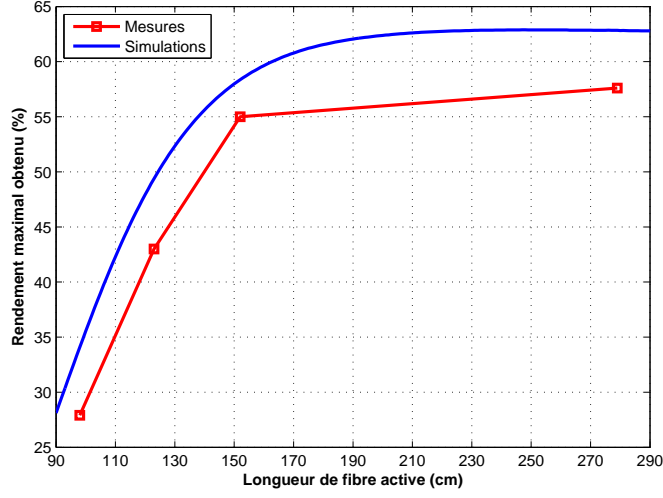


FIGURE 2.21 – Présentation du rendement maximal obtenu pour chaque tronçon de fibre active.

quence de répétition est importante. En effet, nous avons obtenu des puissance moyennes de 140 W pour des durées d'impulsions de 13 ps sans augmenter la largeur de leur spectre optique. Nous avons donc vu dans les sections 2.2.2 et 2.3.3 que l'amplification laser dans des fibres actives en régime de compression spectrale par auto-modulation de phase présente un grand intérêt dans le cadre de l'amplification d'impulsions laser picosecondes limitées par transformée de Fourier. Cependant, ce régime hautement non-linéaire est susceptible d'entraîner des effets délétères lors du couplage dans une cavité Fabry-Perot comme nous allons le voir dans la section suivante.

### Effets délétères d'un régime non-linéaire dans le cadre de notre amplification.

Pour commencer, regardons l'évolution de la vitesse de groupe  $v_{gr}$  de propagation de l'enveloppe d'une impulsion électromagnétique dans un milieu d'indice  $n = n_0 + n_2 I$ . Si l'on prend en compte une impulsion dont l'intensité est assez forte pour que la variation de l'indice de réfraction induite par l'effet Kerr optique ne soit pas négligeable, alors la vitesse de groupe s'écrit selon :

$$v_{gr}(\omega) = \frac{c}{n_0 + n_2 I + \omega \left( \frac{\partial n_0}{\partial \omega} + I \frac{\partial n_2}{\partial \omega} \right)} \quad (2.2)$$

Nous voyons alors sur l'équation 2.2 que des variations d'intensité de l'impulsion au cours de sa propagation induisent des variations de sa vitesse de groupe. Plaçons nous maintenant dans le cas où le milieu est le cœur d'une fibre active utilisée en tant que milieu amplificateur. Des variations de puissance du pompage optique induisent alors des variations dans l'intensité de l'impulsion se propageant dans le cœur de la fibre active, entraînant alors des variations dans sa vitesse de groupe. Étudions maintenant la conséquence de cet effet sur un train d'impulsions se propageant dans une fibre active. Les variations de puissance de pompe entraînent alors des variations différentes de la vitesse de groupe de chaque impulsion électromagnétique se propageant dans le cœur de la fibre active. Au final, la période entre chaque impulsion varie en fonction des fluctuations de la puissance du pompage optique entraînant alors une dilatation ou une contraction du peigne de fréquences.

Regardons maintenant l'évolution de la phase entre l'enveloppe et la porteuse lors de la propagation d'une impulsion dans un milieu d'indice  $n = n_0 + n_2 I$ . Lorsqu'une impulsion de pulsation optique  $\omega$  se propage sur une distance  $d$ , elle accumule une différence de phase entre sa porteuse et

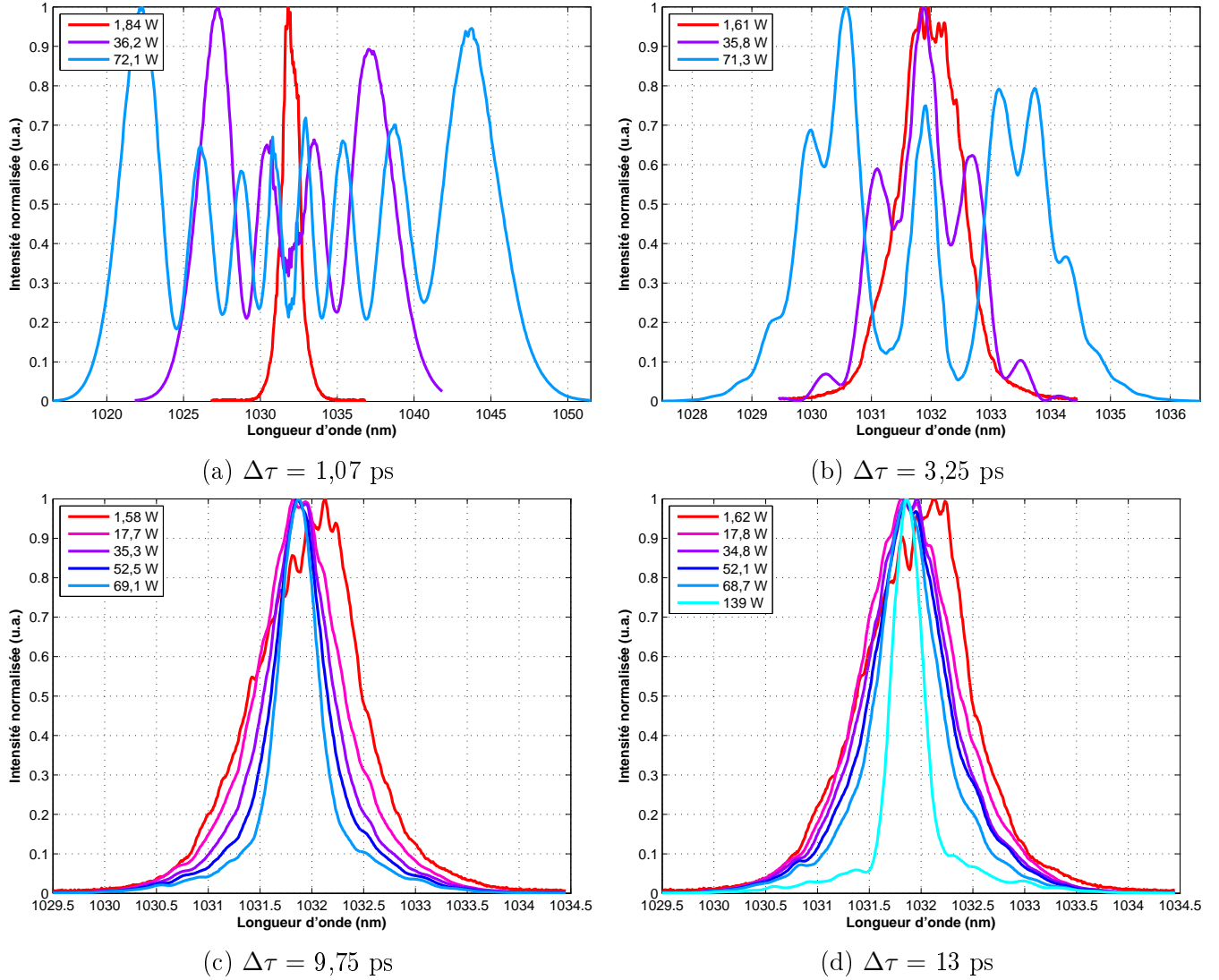
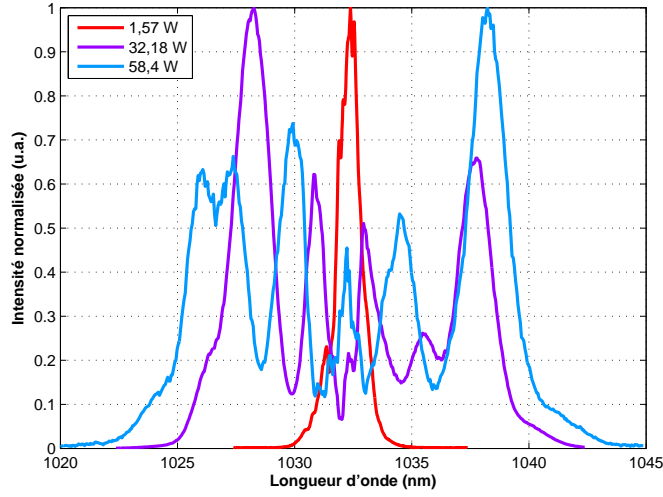
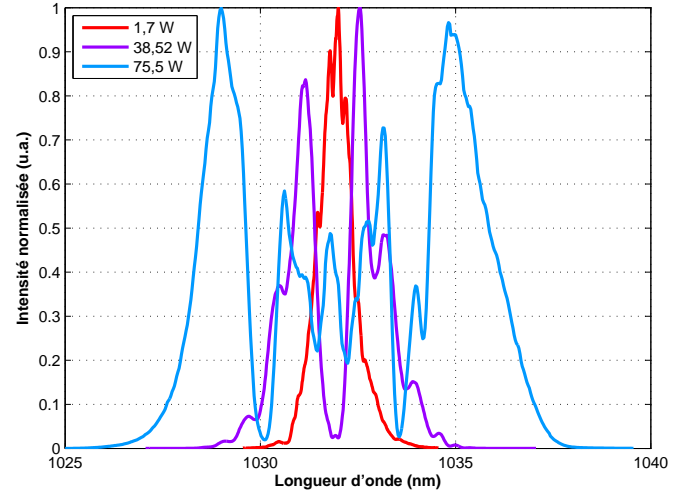


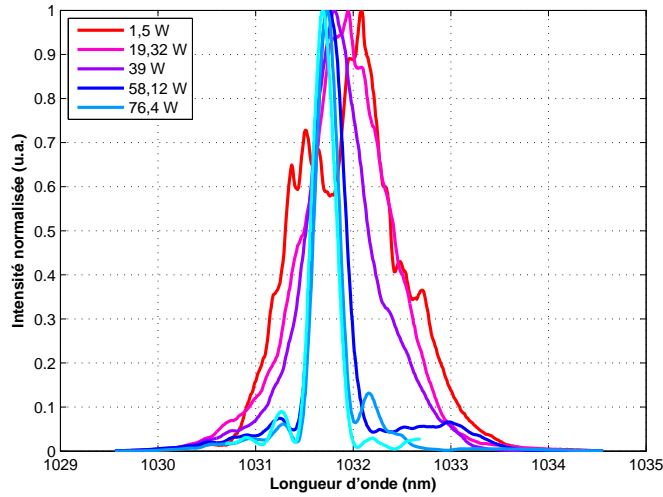
FIGURE 2.22 – Mesures du spectre optique du signal après son amplification pour différentes valeurs de puissances moyennes extraites. Le protocole de mesure est répété pour différentes durées d'impulsions mesurées après l'étireur. Les impulsions sont limitées par transformée de Fourier pour les mesures présentées sur la figure 2.22a et présentent un second ordre de dispersion négatif pour les autres mesures.



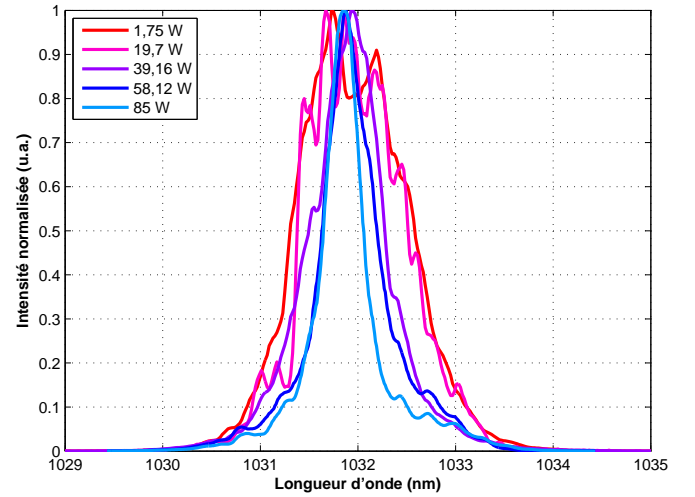
(a)  $\Delta\tau = 1,07$  ps



(b)  $\Delta\tau = 3,25$  ps

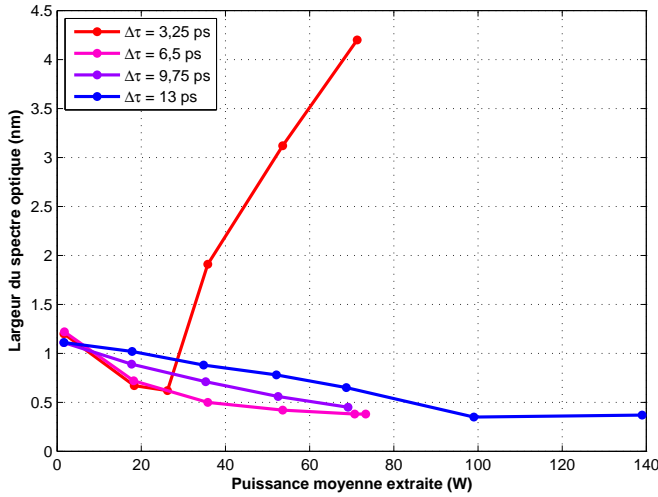


(c)  $\Delta\tau = 9,75$  ps

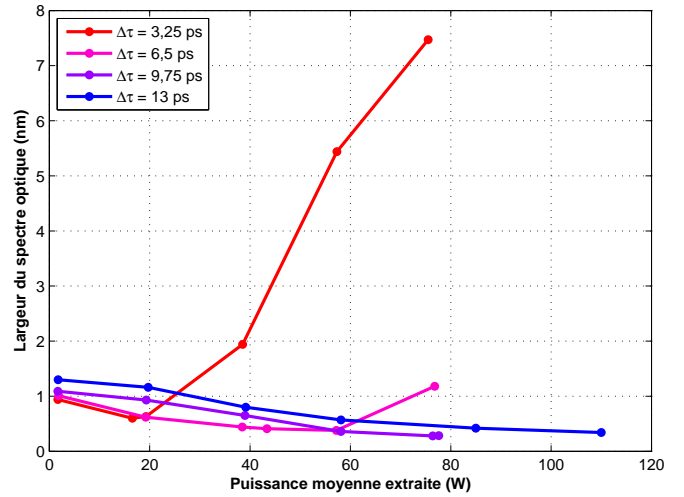


(d)  $\Delta\tau = 13$  ps

FIGURE 2.23 – Mesures du spectre optique du signal après son amplification pour différentes valeurs de puissances moyennes extraites. Le protocole de mesure est répété pour différentes durées d'impulsions mesurées après l'étireur. Les impulsions sont limitées par transformée de Fourier pour les mesures présentées sur la figure 2.23a et présentent un second ordre de dispersion négatif pour les autres mesures.



(a) Longueur de fibre active : 152 cm.



(b) Longueur de fibre active : 269 cm.

FIGURE 2.24 – Mesure de la largeur spectrale du signal après son amplification en fonction de sa puissance moyenne pour différentes valeurs de durée d'impulsions avant son amplification. Le second ordre de dispersion introduit par l'étireur est négatif.

son enveloppe donnée par l'équation 2.3 où  $n_g$  et  $n_p$  sont respectivement les indices de groupe de phase :

$$\phi_{ce}(\omega) = \frac{\omega dn_g}{c} - \frac{\omega dn_p}{c} \quad (2.3)$$

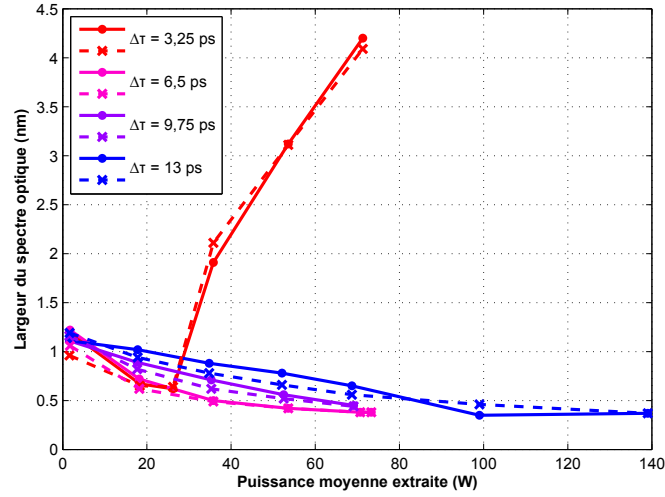
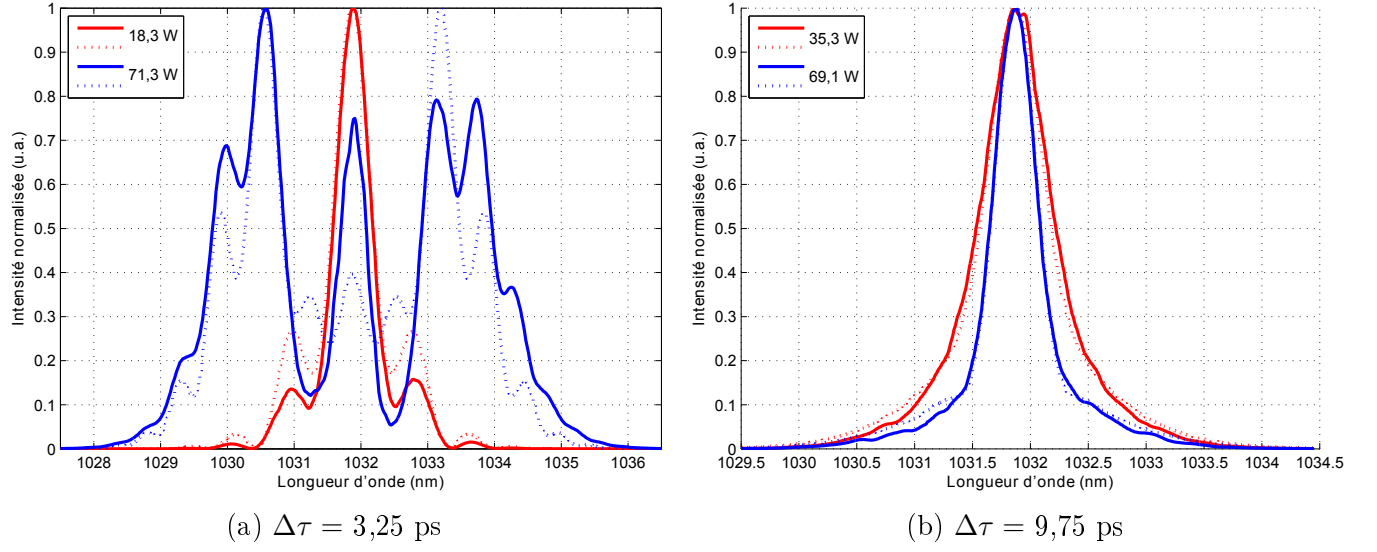
En remplaçant  $n_g$  et  $n_p$  par leur expression respective et en prenant en compte la non-linéarité de l'indice de réfraction du milieu en fonction de l'intensité  $I$  de l'impulsion dans l'équation 2.3, nous obtenons alors :

$$\phi_{ce}(\omega) = \frac{\omega^2 d}{c} \left( \frac{\partial n_0(\omega)}{\partial \omega} + I \frac{\partial n_2(\omega)}{\partial \omega} \right) \quad (2.4)$$

Dans l'équation 2.4, nous observons deux contributions. La première est linéaire et entraîne un déphasage entre la porteuse et l'enveloppe qui n'est pas affecté par le régime d'amplification et dépend simplement des distances parcourues dans les différents milieux traversés au sein du système d'amplification. La seconde dépend de l'intensité de l'impulsion se propageant dans le milieu. Par conséquent, de la même façon que l'effet précédent, des fluctuations de puissance du pompage optique entraînent des variations de la phase entre la porteuse et l'enveloppe du champ électrique qui induise alors un décalage de toutes les composantes spectrales du peigne de fréquences.

Nous voyons alors qu'il y a un couplage entre la modulation d'amplitude et la modulation de fréquence dit couplage AM-FM<sup>4</sup>. Nous comprenons alors que dans le cadre d'un régime non-linéaire où l'intensité du champ électrique est assez importante pour entraîner une compression spectrale par auto-modulation de phase, ces deux effets peuvent potentiellement être importants selon la stabilité de la puissance du pompage optique. Tous ces effets dont nous n'imaginions pas l'impact sur le couplage du signal amplifié dans la cavité Fabry-Perot combinés au fait qu'un système opérationnel devait être envoyé à l'ATF dans les six mois font que nous avons préféré prendre une option plus sûre et passer à une architecture d'amplification d'impulsions laser à dérive de fréquence positive.

4. AM-FM signifie *Amplitude Modulation-Frequency Modulation*.



(c) Largeurs spectrales simulées et mesurées en fonction de la puissance moyenne extraite pour différentes durées d'impulsion.

FIGURE 2.25 – Comparaison entre les spectres optiques mesurés et simulés pour deux durées d'impulsions différentes et leurs largeurs spectrales. Les données expérimentales sont en lignes pleines et celles des simulations en pointillés.

### 2.3.4 Mesures de température

Avant de poursuivre, nous souhaitons préciser qu'entre les expérimentations présentées précédemment et celles-ci, l'oscillateur laser Genki a été endommagé ce qui a entraîné une perte de la puissance moyenne du faisceau laser émis ainsi qu'une dégradation du profil spatial de son mode optique. Nous avons donc construit un pré-amplificateur entre l'étireur et l'amplificateur principal dans le but de filtrer spatialement le mode optique du faisceau laser ainsi que d'augmenter sa puissance moyenne afin de nous replacer dans les conditions expérimentales précédentes. Nous ne présentons pas la caractérisation de ce pré-amplificateur car l'idée ici est simplement de filtrer spatialement le mode optique du faisceau laser de signal et d'avoir entre 1 W et 2 W de puissance moyenne extraite. Le schéma du montage est présenté sur la figure 2.26.

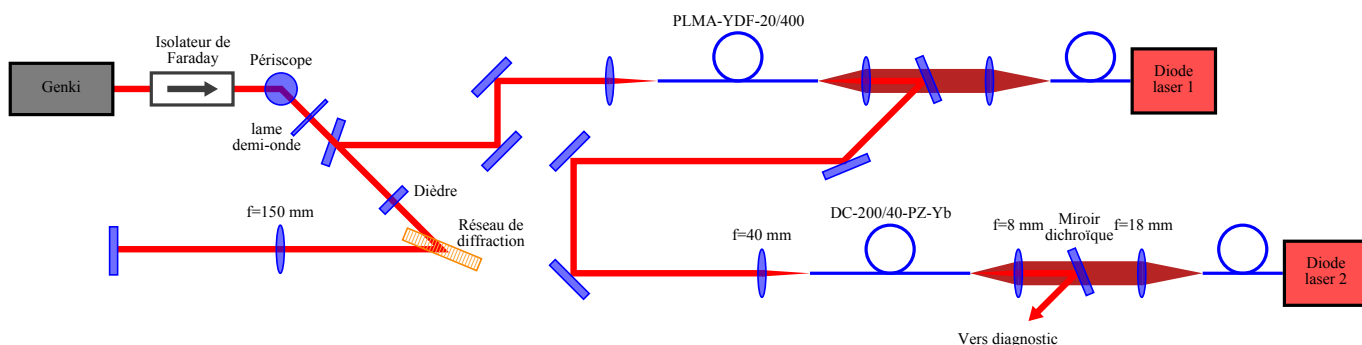


FIGURE 2.26 – Schéma du montage utilisé pour les mesures de température et de puissance moyenne extraite en fonction de la puissance moyenne du pompage optique. L'étireur est le même que celui utilisé précédemment et détaillé dans la section 2.2.2.

Nous avons vu dans la section 1.4 que la puissance moyenne maximale du pompage optique acceptable dépend de la qualité de son injection dans la gaine optique de la fibre. Dans le cadre d'une expérience en laboratoire, endommager une fibre car sa gaine polymère brûle est gênant mais pas rédhibitoire si le matériel adéquat pour préparer la fibre est disponible. Mais notre objectif étant l'envoi d'un système complet à l'ATF, nous nous devons d'avoir un système robuste. C'est pour cela que nous avons choisi de nous procurer une nouvelle fibre de type DC-200/40-PZ-Yb dont les deux extrémités sont préparées spécialement pour ne pas avoir cette propagation de mode dans la gaine polymère qui peut la détériorer. Cette préparation consiste en un *mode stripper* présenté sur la figure 2.27, une fusion pour une des interfaces et un *end-cap* pour la seconde, un polissage des deux faces à  $5^\circ$  par rapport à l'axe longitudinal de la fibre. Les expérimentations présentées dans la section 2.3.2



FIGURE 2.27 – Image du *mode stripper* NKT.

nous permettent de déduire que la longueur optimale de fibre DC-200/40-PZ-Yb est autour de 2 m.

Lors d'une utilisation à de fortes puissances moyennes, c'est généralement une détérioration de la gaine polymère qui pose problème. Nous nous proposons donc de mesurer la température de

celle-ci après le *mode stripper* en parallèle d'une mesure de la puissance moyenne du signal amplifié en fonction de la puissance moyenne du pompage optique. Afin de mesurer la température, nous utilisons une caméra thermique ThermoVision A20M (FLIR SYSTEMS). Nous plaçons la caméra thermique au dessus de l'extrémité de la fibre active du côté de l'injection du pompage optique de façon à pouvoir observer la gaine polymère juste après le *mode stripper*. Avant de commencer la mesure de température, la caméra doit être calibrée. En effet, pour une température identique, des matériaux différents émettent dans l'infra-rouge avec des intensités différentes. Il est donc important de connaître l'émittance du matériau dont nous souhaitons mesurer la température, la silice dans notre cas. Nous effectuons donc une mesure de la température ambiante et modifions l'émittance dans le logiciel associé à la caméra thermique jusqu'à ce que nous lisions une température identique à la température ambiante. Au final, nous approximations l'émittance à  $\varepsilon=0,78$ . Nous pouvons alors faire une mesure de la puissance moyenne extraite de l'amplificateur et de la température de la gaine optique de la fibre active après le *mode stripper* en fonction de la puissance moyenne du pompage optique. Les résultats de cette mesure sont présentés sur la figure 2.28 et la puissance moyenne du signal injecté dans le cœur de la fibre est d'approximativement 1 W. Nous nous proposons d'analyser cette mesure en commençant par la puissance extraite et en finissant par la température.

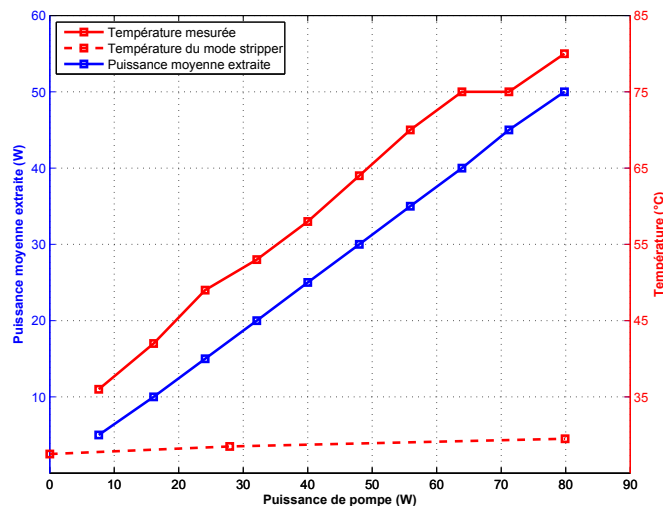


FIGURE 2.28 – Mesure de la puissance moyenne extraite, de la température de la gaine polymère à 6 cm du mode stripper ainsi que du *mode stripper* (données fournies par NKT Photonics) en fonction de la puissance moyenne du pompage optique.

Premièrement, nous remarquons que le rendement de l'amplification est meilleur que le rendement maximal obtenu dans l'expérience précédente et présenté sur la figure 2.21. En effet, nous sommes passés d'un rendement d'approximativement 59 % à 63 % pour respectivement 152 cm et 200 cm de fibre active. Différentes hypothèses peuvent être émises. La première hypothèse qui apparaît clairement est la longueur de fibre active qui pourrait être plus adaptée. En effet, sur la figure 2.21, nous voyons que le rendement diminue entre 152 cm et 279 cm de longueur de fibre active. Cependant, n'ayant pas fait de mesure entre ces deux longueurs, nous pouvons penser que la courbe de rendement pourrait augmenter légèrement pour quelques dizaines de centimètres de long en plus au dessus de 152 cm pour ensuite diminuer. La seconde hypothèse est la préparation des interfaces aux extrémités des fibres. Durant les expérimentations précédentes, les fibres étaient clivées avec un crayon à cliver et comme nous le verrons dans l'annexe A, cette méthode ne permet pas d'obtenir un bon état de surface. Alors que pour la fibre utilisée ici, la préparation a été effectuée par le fournisseur ce qui nous

garantit une meilleure qualité de l'interface. La troisième hypothèse est une meilleure injection du signal à amplifier dans le cœur de la fibre. En effet, dans l'expérience précédente, le faisceau laser était injecté directement après son passage dans l'étireur or, celui-ci entraîne un léger décalage spectral dans l'espace augmentant la difficulté de l'injection du signal dans le cœur de la fibre. Cependant, dans le cas présenté ici, le signal est passé par un pré-amplificateur qui a filtré son mode optique, permettant un meilleur couplage de celui-ci dans le cœur de la fibre. En conclusion, nous pouvons penser que c'est un mélange de ces trois hypothèses qui permet l'augmentation du rendement mesurée.

Deuxièmement, nous remarquons que la température de la gaine polymère après le *mode stripper* augmente linéairement avec la puissance moyenne du pompage optique mais reste bien en deçà de la température à laquelle la gaine polymère se détériore. Le *mode stripper* semble donc agir correctement. En interpolant la mesure nous pouvons estimer que la température atteindrait 200 °C pour approximativement 280 W de puissance moyenne de pompage optique. Cependant, nous nous attendions à des températures moins importantes et avoir un tel dégagement de chaleur est généralement gênant lorsque nous avons de longues durées de fonctionnement. Par conséquent, nous décidons de rester pour l'instant à des puissances moyennes extraites inférieures à 50 W. Nous désirons aussi faire remarquer que le *mode stripper* ne chauffe pas, ce qui est en accord avec les données du fournisseur.

### 2.3.5 Nouvelle architecture d'étireur.

Comme nous l'avons vu dans la section 2.1, après avoir noté le plateau de bruit de phase du Genki et l'instabilité sur le long terme de sa fréquence de répétition, nous nous sommes dirigés vers un second oscillateur laser plus stable du même fournisseur nommé Origami dont les caractéristiques sont présentées dans la section 4.2.2. Cet oscillateur laser présente une durée d'impulsions limitée par transformée de Fourier de 209 fs et son spectre optique associé présente une largeur de 5,6 nm. Bien qu'ayant l'avantage de faciliter un étirement d'impulsion, cette largeur spectrale augmente l'effet des perturbations mécaniques de d'étireur ou d'un compresseur à réseaux de diffraction sur les variations de la phase entre la porteuse et l'enveloppe des impulsions [65, 66] et donc perturbe le couplage entre le peigne de fréquences du faisceau laser et les modes longitudinaux de la cavité Fabry-Perot comme nous le verrons dans le chapitre 3. De plus, l'ajout d'un compresseur à réseaux augmente la taille du système. La combinaison de ces paramètres fait que nous avons décidé de changer l'architecture de notre système d'étirement et d'utiliser la technologie des réseaux de Bragg dispersifs en volume (CVBG<sup>5</sup>) comme étireur et compresseur. La première utilisation des CVBG dans le cadre d'un régime d'amplification d'impulsions à dérive de fréquence date de 2005 [95] et le principe de leur fonctionnement est présenté sur la figure 2.29. La figure 2.30 présente un schéma

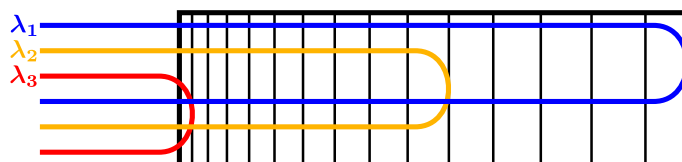


FIGURE 2.29 – Schéma de principe d'un CVBG. Le pas du réseau imprimé dans le verre de silice varie le long de celui-ci de façon à ce que les composantes spectrales réfléchies varient le long du verre entraînant alors un décalage temporel entre elles. À titre d'exemple, le délai induit entre la première et la dernière composante spectrale est de 240 ps dans un verre de silice de 25 mm de long.

5. CVBG signifie *Chirped Volume Bragg Grating*.



du système d'amplification d'impulsions à dérive de fréquence où l'étirement et la compression des impulsions sont effectués par des CVBG. Une image du système en fonctionnement au LAL est présentée sur la figure 2.31. Finalement, nous avons mesuré la qualité du mode optique pour une puissance moyenne du signal amplifié de 20 W en mesurant le  $M^2$  du signal après compression avec un ModeMaster (Coherent). Cette mesure est présentée sur la figure 2.32 et nous pouvons voir que la qualité de mode optique est très bonne.

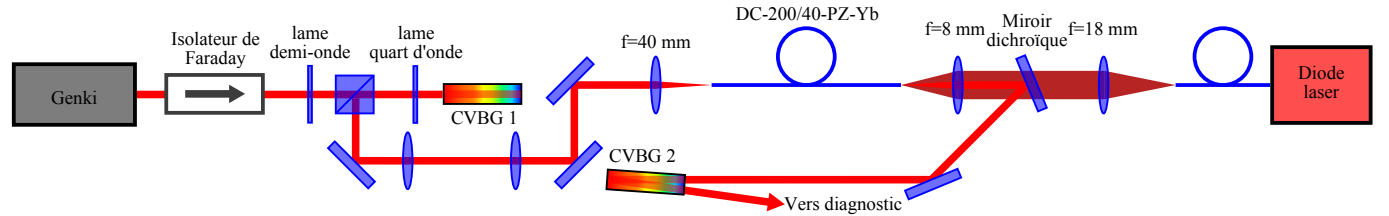


FIGURE 2.30 – Schéma du montage final.

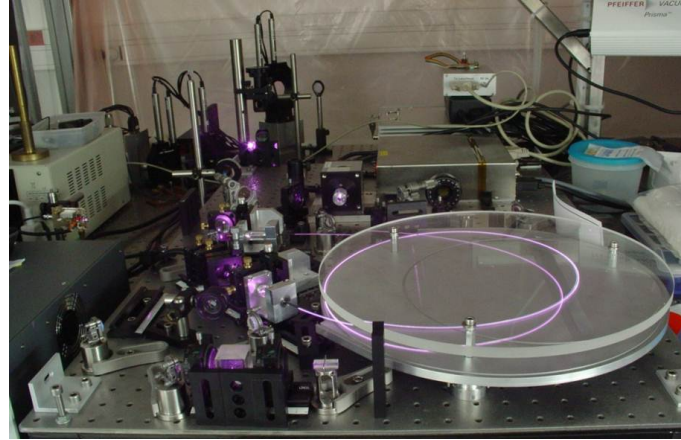


FIGURE 2.31 – Image du système d'amplification final en fonctionnement.

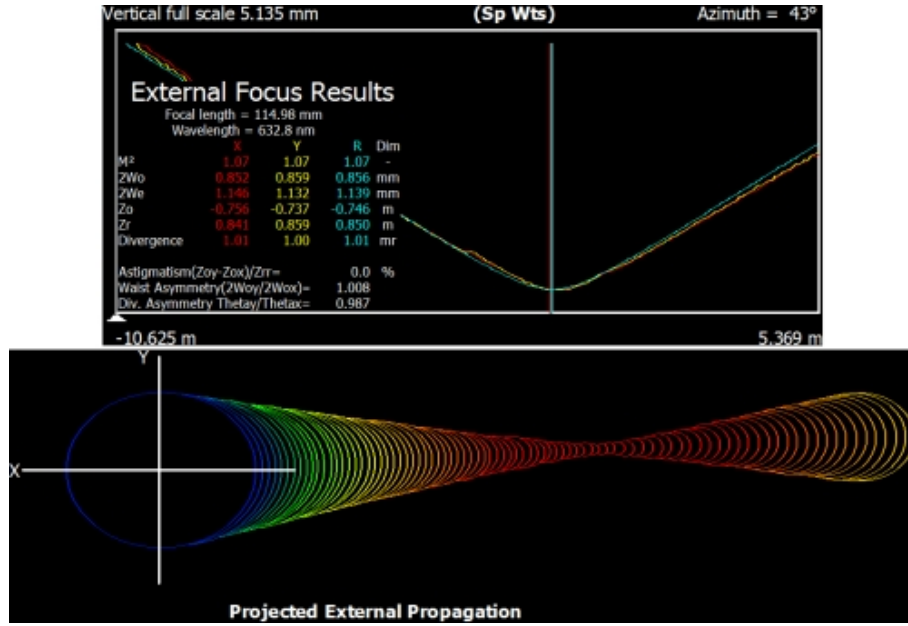


FIGURE 2.32 – Mesure du  $M^2$  effectuée avec ModeMaster (Coherent) après compression des impulsions dans le second CVBG pour une puissance moyenne après compression de 20 W.

### 2.3.6 Amélioration du système

Comme nous le verrons dans le chapitre 4, l'utilisation d'un système d'amplification laser de forte puissance moyenne dans l'environnement d'un accélérateur de particules pose des problèmes que nous n'avions pas appréhendés telles que l'impossibilité d'accéder à notre système durant la semaine. Par conséquent, tous les problèmes liés à la thermique, entraînant par exemple de légers désalignements des optiques d'injection du faisceau laser de pompage optique, voient leur importance augmenter. Nous présentons donc ici des améliorations apportées à notre système optique et le système expérimental est le même que celui présenté sur la figure 2.26. Cependant, un CVBG est utilisé pour l'étirement temporel des impulsions.

#### Injection du pompage optique

L'injection du pompage optique dans la gaine optique d'une fibre est un point crucial dans la qualité d'un système d'amplification fibré. Or, durant la période passée à l'ATF, des recherches sur de nouvelles lentilles propices à l'injection du faisceau laser de pompage optique ont été effectuées par le groupe de recherche au CELIA et nous nous proposons maintenant de présenter les tests d'amplification que nous avons faits en utilisant différents couples de lentilles. Nous avons donc fait des tests d'amplification avec une fibre active de 2 m de long préparée à Alphanov. Le protocole est le suivant : la puissance moyenne du signal injecté dans le cœur est de 2 W et nous effectuons trois tests d'amplification consécutifs en changeant les couples de lentilles utilisées pour l'injection du pompage optique dans la gaine optique de la fibre active. Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure 2.33. Nous remarquons que le couple 18/8 semble être le plus intéressant au niveau de la puissance extraite et donc, de la qualité du couplage du pompage optique. Cependant, la distance focale plus petite de la lentille focalisant la pompe dans la gaine optique et collimatant le signal amplifié fait que celle-ci recevra plus de flux par unité de surface, pouvant potentiellement la détériorer, ce que nous avons déjà expérimenté. C'est pour cela que nous choisissons de rester dans la configuration couple 25/11. Nous remarquons aussi que pour ce couple de lentilles, l'efficacité chute lorsque la

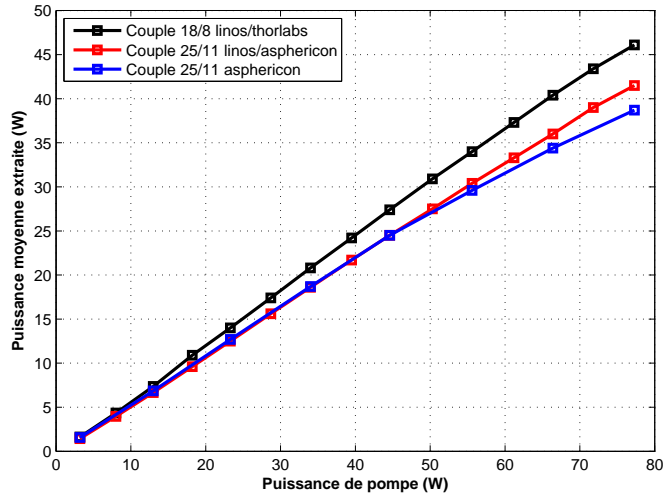
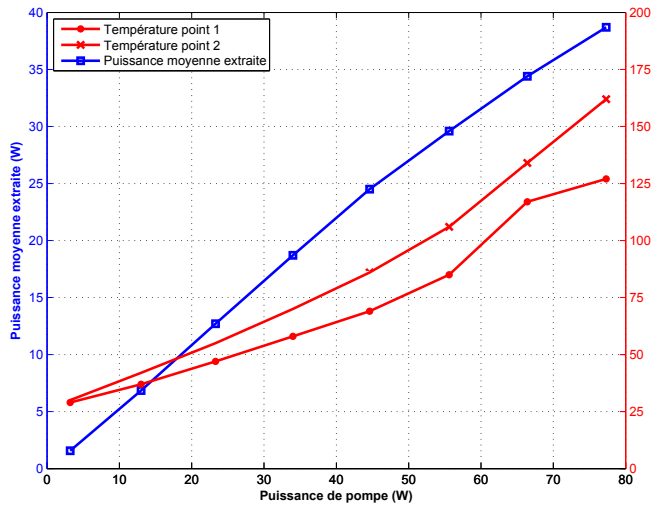


FIGURE 2.33 – Puissance moyenne du signal extrait de la fibre active de 2 m de long en fonction de la puissance du pompage optique. Ces mesures ont été réalisées pour trois couples de lentilles différents pour l’injection du pompage optique.

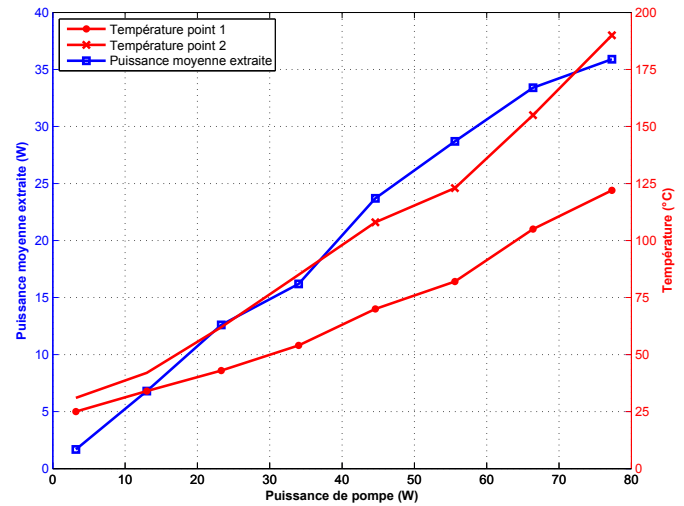
puissance moyenne du pompage optique dépasse 50 W. Cela est dû à un échauffement du connecteur qui fait probablement bouger légèrement ce dernier et donc la fibre qu’il soutient, désalignant alors légèrement l’injection du pompage optique.

Nous allons maintenant étudier l’évolution de l’efficacité de l’amplification ainsi que de la température du connecteur de la fibre dopée et ainsi essayer de corréler l’évolution de ces deux paramètres. Pour cela, nous avons effectué deux mesures dans les mêmes conditions expérimentales à quelques minutes d’intervalle. La première mesure est celle qui donne la courbe couple 25/11 sur la figure 2.33 durant laquelle nous avons mesuré la température du connecteur en deux points. Notons que nous avons attendu entre une et deux minutes entre chaque point de mesure afin de laisser la température se stabiliser avant de relever les valeurs mesurées. Les résultats de cette étude sont présentés sur les différents graphiques de la figure 2.34. Nous remarquons alors que l’efficacité d’amplification durant les deux mesures est très proche jusqu’à 25 W de puissance de pompage optique puis diminue à mesure que la puissance du pompage optique augmente. Parallèlement à cela, notons que la température mesurée au point augmente plus durant la seconde mesure, allant jusqu’à 30 ° C de différence pour le dernier point de mesure à 77 W de puissance de pompe. Le polymère haut indice du connecteur a brûlé peu de temps après que nous soyons passé à 77 W de puissance du faisceau laser de pompe.

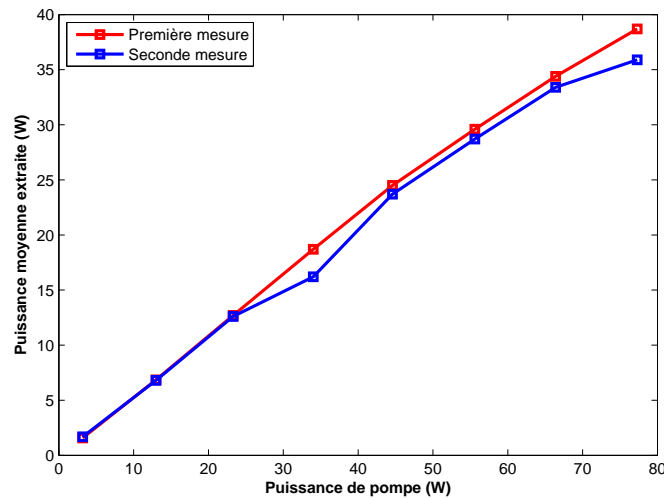
Nous allons maintenant caractériser les deux fibres optiques qui furent utilisées durant la campagne de mesure à l’ATF de février à avril 2011. La première est celle utilisée pour l’expérimentation précédente et qui fût préparée après que l’une de ses extrémités ait été détériorée. Sa longueur est maintenant de 1,58 m. La seconde fibre est préparée en suivant le même procédé et sa longueur est de 1,97 m. Le protocole de caractérisation est le suivant. L’efficacité d’amplification est testée pour trois puissances de signal injecté : 2 W, 100 mW et 50 mW et un suivi de l’évolution de la température est effectué en différents points clés. Les résultats de ces caractérisations sont présentés sur les deux graphiques de la figure 2.35 et nous nous proposons de les commenter en commençant par la caractérisation de la figure longue de 1,54 m présentée sur la figure 2.35a. Comme l’on peut le voir, il y a un saut de puissance en deux points, pour approximativement 90 W de puissance de pompe puis autour de 126 W. Lorsque nous avons atteint 40 W de puissance extraite, nous avons attendu



(a) Première mesure.



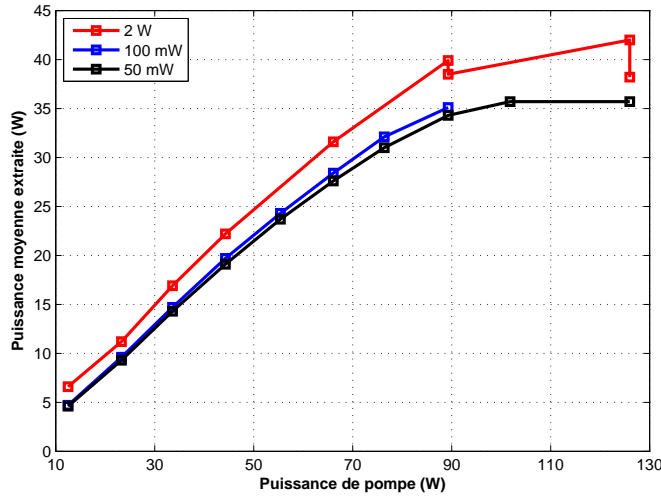
(b) Seconde mesure.



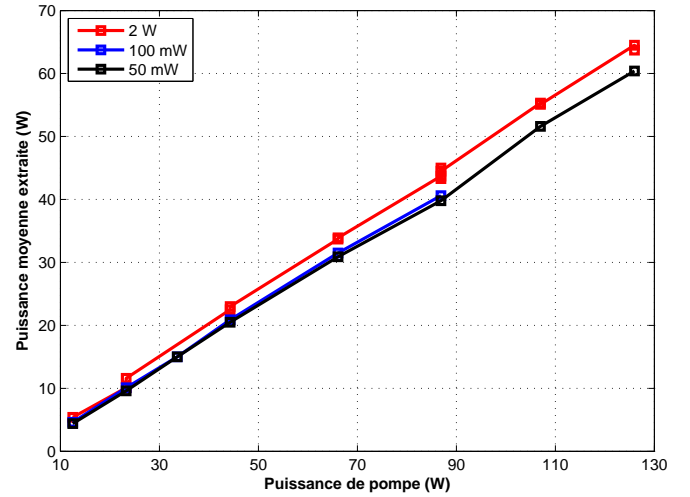
(c) Comparaison des deux mesures de puissance moyenne extraite.

FIGURE 2.34 – Deux mesures de puissance extraite et de température prises à quelques minutes d'intervalle.

quelques minutes que le système se thermalise. Durant ce laps de temps, la puissance extraite mesurée a chuté d'approximativement 0,5 W. Nous avons alors fait des mesures de températures durant cinq minutes après quoi la puissance extraite mesurée chute de 1 W supplémentaire, passant à 38,5 W. Nous avons ensuite augmenté la puissance de pompe à 126 W pour passer à 42 W de puissance extraite. Remarquant la chute de l'efficacité d'amplification, nous avons diminué la puissance de pompe à 90 W pour remarquer que la puissance extraite avait de nouveau diminué pour passer à 38 W. Nous sommes ensuite remontés à 126 W de puissance de pompe et la puissance extraite avait chuté de nouveau, passant de 42 W à 41 W, puis à 38,2 W pendant les cinq minutes durant lesquelles des mesures de température ont été effectuées. Ces chutes lentes de puissance extraite s'expliquent par la thermalisation du connecteur, bougeant légèrement lorsqu'il change de température. Cependant, cela n'explique pas l'infléchissement de la courbe que nous remarquons lorsque la puissance de pompe dépasse les 60 W à 70 W. Par contre, nous notons que la pièce en cuivre utilisée pour bloquer la pompe résiduelle est brûlante, signifiant la présence d'une importante quantité de pompe résiduelle.



(a) Longueur de fibre active : 154 cm.



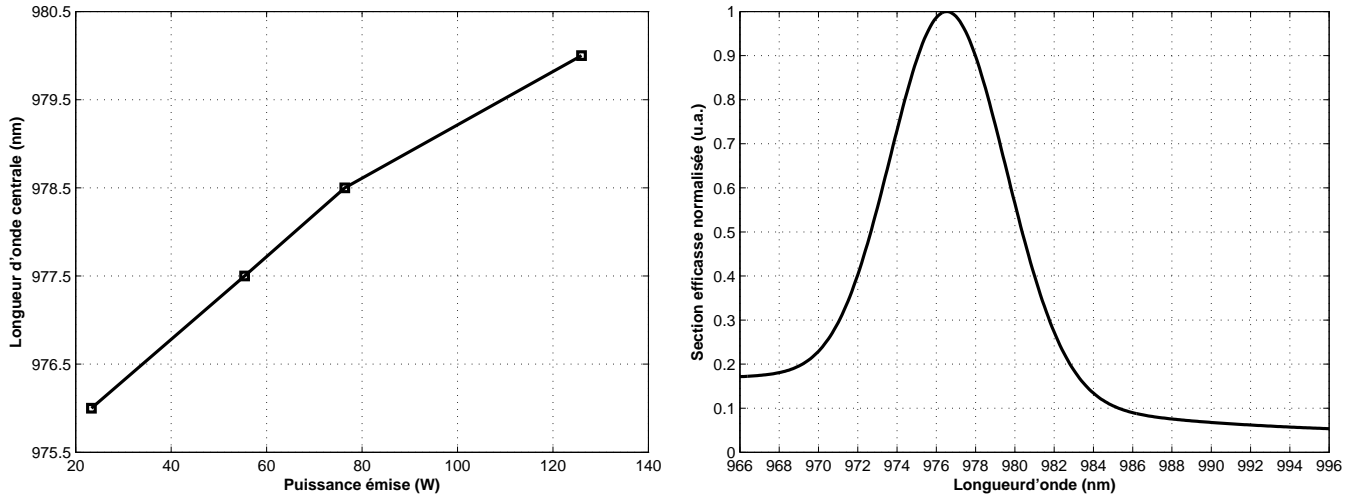
(b) Longueur de fibre active : 197 cm.

FIGURE 2.35 – Puissances moyennes extraites en fonction de la puissance moyenne du faisceau laser de pompage optique pour deux fibres de longueurs 154 cm et 197 cm. Trois séries de mesures sont présentées pour chaque fibre pour trois puissances moyennes de signal injectée dans le coeur des fibres : 2 W, 100 mW et 50 mW.

Nous décidons alors de mesurer la longueur d'onde optique centrale de l'émission de la diode de pompe pour différentes puissances d'émission et présentons ces mesures sur le graphique de la figure 2.36a. Nous remarquons alors que, passé les 70 W, la longueur d'onde centrale s'écarte de plus en plus du pic d'absorption de l'ytterbium dont la section efficace d'absorption est présentée sur la figure 2.36b, diminuant ainsi l'efficacité de l'amplification. Nous avons ensuite désiré nettoyer le polymère qui en plus de servir de *mode stripper*, fixe le connecteur à la fibre, ce dernier s'est décollé. Nous avons donc changé de fibre pour la seconde de 197 cm de long. Les mesures sur cette seconde fibre sont présentées sur la figure 2.35b. Pour ces mesures, nous monitorons continuellement la longueur d'onde centrale du laser de pompage afin de diminuer la température de refroidissement de la diode lorsque la longueur d'onde centrale augmente au fur et à mesure que nous augmentons la puissance délivrée. En effet, pour une puissance moyenne donnée délivrée par la diode de pompage, diminuer la température de cette dernière a pour effet de décaler son spectre optique vers les basses longueurs d'ondes. Nous remarquons alors que, contrairement à nos mesures effectuées avec la fibre de 154 cm de long, l'efficacité de l'amplification reste approximativement constante. Le graphique de la figure 2.37 compare les mesures des deux fibres effectuées avec une puissance moyenne du faisceau laser de signal injectée de 2 W.

### 2.3.7 Conclusion

Malgré ces travaux sur la robustesse de cette architecture, nous avons à nouveau souffert de dégradation au niveau de la face des fibres optiques du côté de l'injection du faisceau laser de pompage optique. En effet, les trois fibres optiques que nous avons caractérisées ont toutes été endommagées durant les expériences menées sur l'ATF durant les mois de février et mars 2011. Nous en avons conclu que cette architecture n'était pas assez robuste pour un fonctionnement en continu dans un environnement comme le tunnel de l'ATF présentant des radiations rendant notre système peu accessible ainsi que de la pollution dans l'air ambiant. Nous nous sommes donc penchés sur une architecture radicalement différente que nous présentons dans la section suivante.



(a) Évolution de la longueur d'onde centrale de l'émission de la diode laser en fonction de la puissance émise pour une même température de refroidissement de la diode. (b) Absorption de la fibre active centrée autour de 976 nm.

FIGURE 2.36 – Comparaison de l'évolution de la longueur d'onde centrale d'émission de la diode avec le spectre d'absorption de la fibre active utilisée.

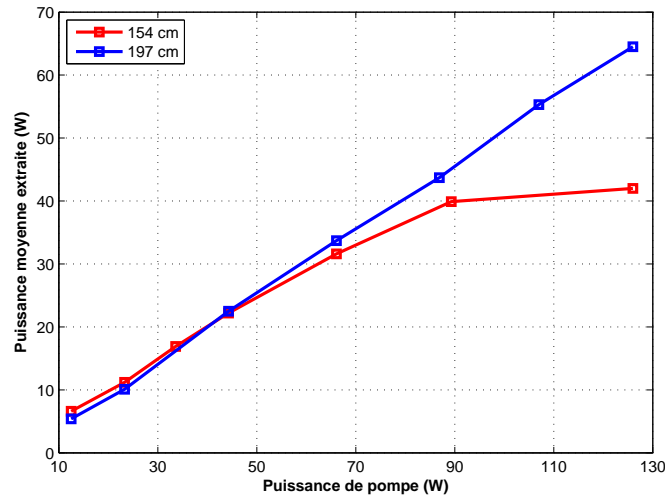


FIGURE 2.37 – Superposition des mesures de puissances moyennes extraites en fonction de la puissance du pompage optique pour 2 watts de puissance de signal injectée pour les deux longueurs de fibre. Nous remarquons que les deux séries de mesures commencent à diverger entre 50 W et 70 W de puissance moyenne de pompage optique ce qui correspond à la puissance moyenne de pompage optique pour laquelle le spectre d'émission de la diode de pompage optique sort significativement de la bande spectrale d'absorption de la fibre dopée utilisée.

## 2.4 Architecture à base de fibres à sauts d'indice

### 2.4.1 Introduction

Bien que présentant de nombreux avantages tels que la qualité et la largeur modale, l'architecture basée sur les fibres DC-200/40-PZ-Yb n'est pas satisfaisante dans le contexte d'une utilisation dans l'environnement d'un accélérateur de particules dont les problématiques sont abordées dans le chapitre 4. Nous nous sommes donc dirigés vers une architecture d'amplificateur laser fibré radicalement différente pour résoudre les problèmes suivant :

- alignement de l'injection dans la fibre active,
- injection du faisceau laser de pompage optique,
- problèmes thermiques en sortie d'amplification.

De plus, Durant le tremblement de terre survenu au Japon le 11 mars 2011, notre oscillateur laser Origami a été endommagé et nous avons dû nous en procurer un nouveau. Avec l'objectif futur d'utiliser une cavité Fabry-Perot de finesse 30000, le choix s'est porté sur un orange Femtosecond Fiber Laser fournit par Menlo Systems GmbH plutôt que sur un nouvel Origami pour deux raisons principales :

- possibilité d'intégrer un EOM dans la cavité laser afin d'augmenter la bande passante du contrôle sur la fréquence de répétition,
- présence d'un double wedge afin de pouvoir agir sur les fluctuations lentes de la phase entre la porteuse et son enveloppe.

Cet oscillateur laser présente quelques différences par rapport au précédent. Son spectre optique est plus large comme le montre la figure 2.38, et il délivre des impulsions étirées à 2,3 ps. Cependant,

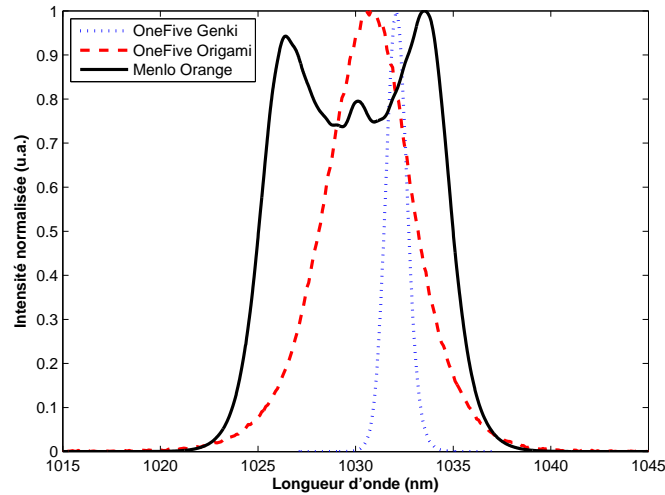


FIGURE 2.38 – Spectre optique de l'oscillateur laser orange comparé à ceux des deux oscillateurs laser précédents.

son principal inconvénient provient de la puissance moyenne délivrée qui est d'environ 20 mW contre 250 mW pour l'Origami et 1620 mW pour le Genki. À partir de son spectre optique, nous pouvons estimer la puissance moyenne après l'étirement dans le CVBG à approximativement 3 mW à 4 mW. De plus, l'EOM et l'AOM fibrés entraînent aussi des pertes. Finalement, nous estimons la puissance du signal à amplifier à approximativement 100  $\mu$ W à 500  $\mu$ W ce qui nous oblige à développer un étage de pré-amplification pour notre système.

Avec ces points en tête, l'architecture visée est celle d'un système tout fibré sans espace libre entre les différents éléments le composant. Cette architecture présentée sur la figure 2.39 se décompose entre trois sous systèmes principaux : un étage de modulations composé d'un EOM et d'un AOM, un étage de pré-amplification et un étage d'amplification principal. Des coupleurs 1×2 et 2×2 sont installés



FIGURE 2.39 – Schéma de principe de l'architecture qui développée et présentée dans cette section.

pour prélever une partie du faisceau laser en différents points afin de faciliter les diagnostics et le schéma de principe d'un coupleur 2×2 95 % / 5 % est présenté sur la figure 2.40.

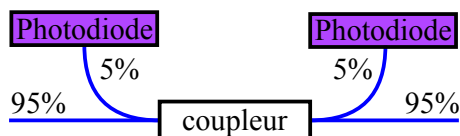


FIGURE 2.40 – Schéma de principe de principe d'un coupleur 2×2 95 % / 5 %.

## 2.4.2 Les étages de pré-amplification laser

L'objectif d'un étage de pré-amplification est de passer d'une puissance moyenne de quelques dizaines de microwatts aux quelques centaines de milliwatts nécessaires à la saturation de l'amplificateur laser principal. Pour cela, il n'est pas nécessaire de passer par des fibres actives ayant une aire modale importante. Nous choisissons donc des fibres actives mono-modes classiques pour lesquelles existent un grand nombre de composants commerciaux et pour lesquelles il est possible d'injecter le faisceau laser de pompage optique directement dans le cœur où l'atténuation à sa longueur d'onde est bien plus importante afin d'augmenter l'efficacité de l'amplification. Le choix se porte donc sur des fibres actives de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur et de 125  $\mu\text{m}$  de diamètre de gaine optique. Les faisceaux lasers de signal et de pompage optique sont couplés dans celle-ci via un multiplexage en longueur d'onde (WDM<sup>6</sup>) [96]. Cette technique issue des télécommunications par fibre consiste à combiner dans une même fibre plusieurs signaux de longueurs d'ondes différentes se propageant dans différentes fibres grâce à un multiplexeur comme le montre la figure 2.41. Le WDM utilisé est constitué de trois voies. Une voie d'entrée est utilisée pour le signal à 1030 nm à amplifier et l'autre pour le faisceau laser de la diode laser mono-mode à 976 nm nécessaire au pompage optique. La voie de sortie couple ces deux faisceaux lasers dans le cœur d'une fibre mono-mode. Un isolateur de Faraday est installé après la fibre active pour prévenir de tout retour de signal. L'architecture du pré-amplificateur est présentée sur la figure 2.42.

L'atténuation à 976 nm dans le cœur de la fibre active est de 1200  $\text{dB.m}^{-1}$  et la longueur de fibre active nécessaire doit être étudiée. Pour cela, nous construisons le montage expérimental présenté sur la figure 2.43. Le signal est injecté en espace libre dans l'entrée 1030 nm du WDM grâce à une platine trois axes (Thorlabs NanoMax Stage MAX313D/M) présentée sur la figure 2.44 et sa puissance moyenne est d'approximativement 50 mW. La sortie fibrée de la diode laser est directement soudée à l'entrée 976 nm du WDM. La figure 2.45 présente la puissance moyenne extraite ainsi que

6. WDM signifie *Wavelength-Division Multiplexing*.



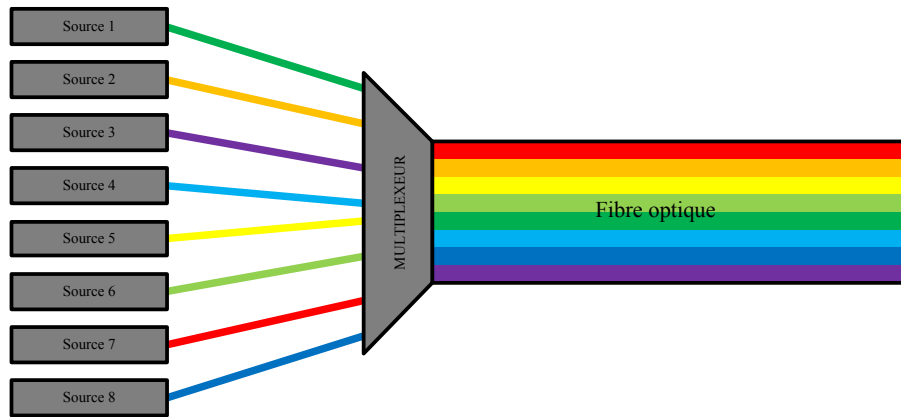


FIGURE 2.41 – Schéma de principe d'un WDM. Sur cet exemple, huit sources de longueurs d'ondes différentes représentées par les huit couleurs se propagent dans huit fibres. Ces dernières sont connectées à un multiplexeur qui permet leur propagation dans une seule fibre de caractéristiques équivalentes aux huit autres.

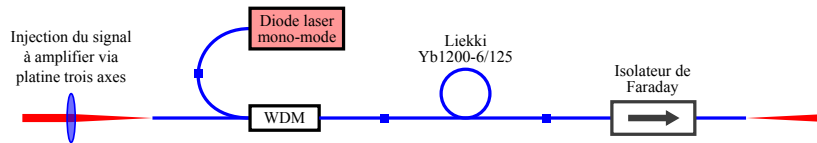


FIGURE 2.42 – Schéma de principe de l'architecture du pré-amplificateur.

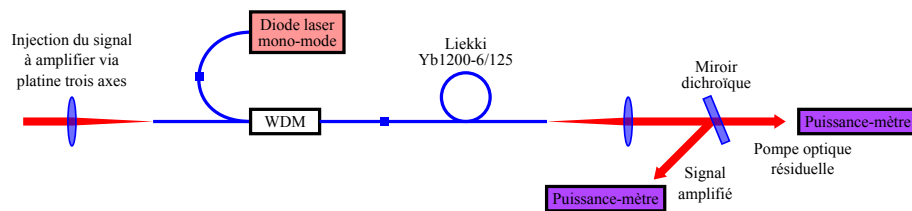


FIGURE 2.43 – Schéma de principe de l'expérience effectuée pour choisir la bonne longueur de fibre active pour les pré-amplificateurs. Le signal délivré par l'oscillateur laser Genki puis étiré temporellement dans un CVBG est injecté dans la seconde voie du WDM. La fibre de la diode laser est soudée à la voie du WDM correspondant à sa longueur d'onde. La fibre de la troisième voie du WDM est soudée à la fibre active. Les deux soudures sont représentées par un carré bleu. Les faisceaux lasers du signal amplifié et du pompage optique résiduel sont séparés en sortie de la fibre active par un miroir dichroïque transparent à 976 nm.

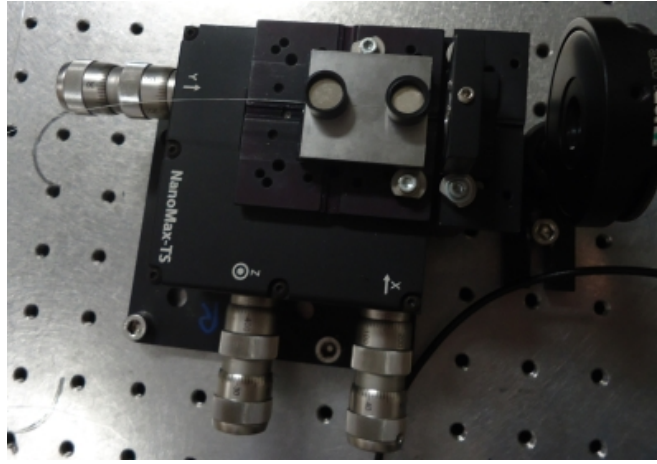
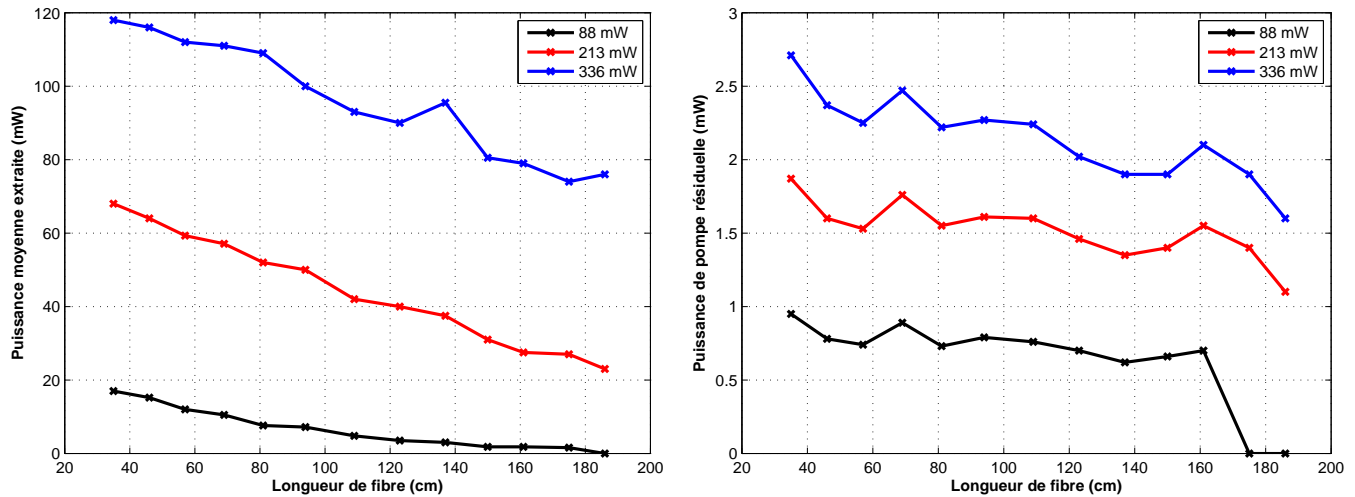


FIGURE 2.44 – Image de la platine trois axes utilisée pour l'injection dans la fibre mono-mode d'entrée du WDM.

la puissance du pompage optique qui n'a pas été absorbée en fonction de la longueur de fibre active et ce, pour différentes puissances de pompage optique. Il est important de noter que l'isolateur de Faraday n'est pas présent pour ces mesures car il n'est pas pratique d'avoir à souder celui-ci à chaque fois.



(a) Puissances moyennes extraites autour de 1030 nm en fonction de la longueur de la fibre active pour trois puissances de pompage optique.

(b) Puissances du pompage optique résiduel en fonction de la longueur de la fibre active pour trois puissances de pompage optique.

FIGURE 2.45 – Puissances moyennes extraites autour de 1030 nm (figure 2.45a) et puissances du pompage optique résiduel (figure 2.45b) après passage dans la fibre active en fonction de sa longueur pour trois puissances de pompage optique.

Un des effets connus dans les amplificateurs laser est l'apparition d'émission spontanée lorsqu'il n'y a pas assez de signal pour désexciter assez rapidement les niveaux excités, ceux-ci se relaxent naturellement et émettent alors des photons ayant des caractéristiques différentes de celles des photons du signal. Ces photons sont ensuite amplifiés, limitant ainsi le gain de l'amplificateur. Ce phénomène se nomme l'amplification d'émission spontanée. Il est donc important d'étudier le gain de la fibre

active afin de déterminer quelle est la puissance minimale de signal à 1030 nm nécessaire pour obtenir un signal amplifié exempt d'amplification d'émission spontanée. Pour cela, nous utilisons le même montage expérimental que celui présenté sur la figure 2.43. Nous mesurons le spectre optique du signal en sortie de fibre active pour différentes puissances moyennes de signal injecté dans le cœur de la fibre active et ce, pour une puissance moyenne de pompage optique d'environ 568 mW. La puissance moyenne du signal injecté est mesurée après la fibre active et ces mesures sont présentées sur la figure 2.46. Jusqu'à 0,1 mW de puissance de signal injecté, nous ne remarquons pas d'apparition signifi-

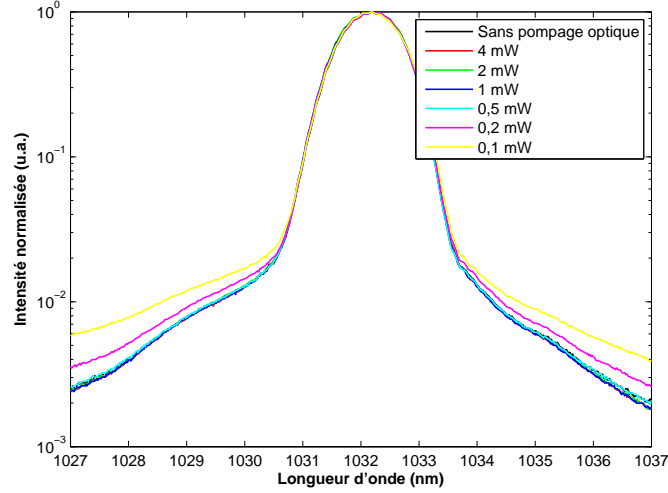
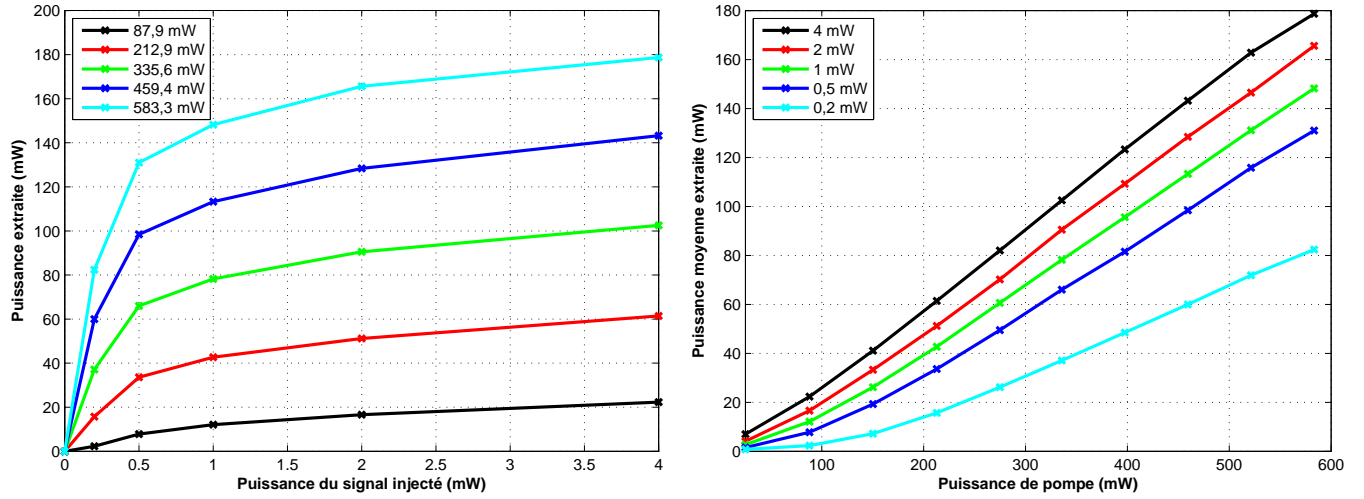


FIGURE 2.46 – Mesure du spectre optique du faisceau laser en sortie de la fibre active du pré-amplificateur pour une puissance de pompage optique d'approximativement 568 mW. Les spectres optiques sont donnés pour différentes puissances moyennes de signal injecté. L'intensité de chaque spectre est normalisée à 1.

tive de photons ayant une longueur d'onde différente de celle du signal ce qui est la caractéristique de l'amplification d'émission spontanée. Or, l'oscillateur laser orange que nous souhaitons utiliser avec ce système délivre un faisceau laser d'environ 20 mW de puissance moyenne. Par conséquent en prenant en compte l'étirement ainsi que les différents éléments de modulation entraînant des pertes de puissance, nous remarquons que nous n'aurons pas de problème d'amplification d'émission spontanée venant perturber notre signal amplifié.

Maintenant que nous avons vérifié que le spectre optique du signal n'est pas modifié au cours de l'amplification jusqu'à 0,1 mW de puissance de signal injecté, nous regardons comment évolue la puissance moyenne extraite en fonction de la puissance moyenne du signal injecté dans le cœur de la fibre active. Nous mesurons donc l'efficacité de notre pré-amplificateur soudé à un isolateur de Faraday pour différentes puissances de signal injecté. La figure 2.47 montre les résultats de ces mesures présentés de deux façons différentes. Nous voyons alors que lorsque la puissance moyenne du signal injecté est de 100  $\mu$ W à 500  $\mu$ W, la puissance moyenne extraite est inférieure à 160 mW ce qui est insuffisant pour saturer l'amplificateur principal. Par conséquent, nous ajoutons un second pré-amplificateur identique au premier afin d'avoir une puissance moyenne injectée dans l'amplificateur principal plus importante et un isolateur de Faraday supportant une puissance moyenne de 10 W est soudé à sa sortie.



(a) Puissance moyenne extraite du pré-amplificateur en fonction de la puissance moyenne du signal injecté dans la fibre active pour différentes puissances de pompage optique.

(b) Puissance moyenne extraite du pré-amplificateur en fonction de la puissance du pompage optique pour différentes puissances moyennes du signal injecté dans la fibre active.

FIGURE 2.47 – Puissances moyennes extraites du pré-amplificateur en fonction de la puissance moyenne du signal injecté dans la fibre active (figure 2.47a) et de la puissance de pompage optique (figure 2.47b).

### 2.4.3 L'amplificateur laser principal

La base de cette nouvelle architecture étant de développer un système monolithique, il est nécessaire d'avoir un élément couplant le faisceau laser de pompage optique à la fibre active sans espace libre de façon similaire aux deux étages de pré-amplification. À notre connaissance, les seuls composants permettant de faire cela sont les combineurs [97, 98]. Le principe de ces éléments est de souder un nombre défini de fibres sur une fibre de plus gros diamètre afin de combiner les faisceaux lasers guidés dans ces fibres en une seule fibre. Dans notre cas, une fibre doit être ajoutée afin de pouvoir extraire/apporter le signal de/à la fibre active. Les combineurs de ce type sont dénommés  $x+1:1$ , ce qui signifie  $x$  fibres couplant les faisceaux lasers de pompage optique délivrés par  $x$  diodes lasers et 1 fibre de signal vers une seule fibre. La figure 2.48 est un schéma de principe d'un combineur  $6+1:1$  composé de six fibres présentant un cœur multi-mode de  $110\text{ }\mu\text{m}$  de diamètre et d'une fibre mono-mode semblable à celle décrite dans la partie précédente soudées sur une septième fibre dont les diamètres de cœur et de gaine optique sont respectivement de  $25\text{ }\mu\text{m}$  et  $250\text{ }\mu\text{m}$ . Ces combineurs

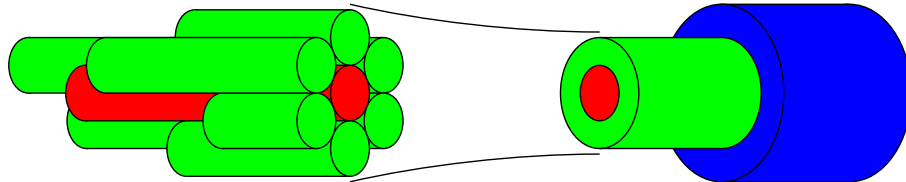


FIGURE 2.48 – Schéma de principe d'un combineur  $6+1:1$ . L'entrée est composée de six fibres à cœurs multi-modes guidant les faisceaux lasers délivrés par six diodes lasers et d'une fibre à cœur mono-mode transportant le signal à amplifier. La sortie est composée d'une fibre à cœur mono-mode et gaine optique multi-mode guidant les faisceaux laser du signal à amplifier et des diodes laser vers la fibre active.

peuvent être placés en sortie de fibre active pour un pompage optique contra-propagatif. Dans ce cas, le signal est apporté dans la fibre active par injection en espace libre ou en soudant simplement une fibre délivrant le signal à la fibre active. L'extraction du signal se fait alors par la fibre signal du combineur. Ou en entrée de fibre active pour un pompage optique co-propagatif. Dans ce cas, le faisceau laser à amplifier est apporté dans la fibre active via la fibre optique signal du combineur et le faisceau laser amplifié est récupéré directement en sortie de la fibre active. Nous choisissons la configuration en pompage optique co-propagatif car bien qu'induisant plus d'intégrale  $B$  au cours de l'amplification, elle nous évite d'avoir le faisceau amplifié guidé dans le cœur de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre de la fibre signal du combineur, ce qui entraîne deux effets délétères : accumulation d'intégrale  $B$  dans un cœur de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre ; passage de plusieurs dizaines de watts d'un diamètre de cœur de 25  $\mu\text{m}$  dans la fibre active à un cœur de 6  $\mu\text{m}$  pour la fibre signal du combineur qui entraîne la détérioration de la gaine polymère de cette dernière.

## Choix de la fibre active

Différents critères sont pris en compte dans le choix de la fibre active :

- existence de combineur adapté,
- maintien de la polarisation (PM<sup>7</sup>),
- qualité modale,
- absorption à 976 nm,
- taille de cœur.

Le premier critère élimine les fibres micro-structurées telles que celle utilisée dans l'architecture précédente. Le second n'entraîne pas de problème particulier car la grande majorité des fibres commerciales disponibles existent aussi en version PM. Comme il a été expliqué dans le chapitre 1.2, plus le diamètre du cœur d'une fibre augmente et plus le nombre de modes du champ électromagnétique guidés par la fibre est important. Cependant, il est nécessaire d'avoir un cœur de diamètre assez important pour limiter les non-linéarités en diminuant l'intensité par unité d'aire. De plus, pour un même diamètre de gaine optique et un même dopage, l'absorption du faisceau laser de pompage optique guidé dans la gaine optique augmente avec le diamètre du cœur. Par conséquent, choisir un petit diamètre de cœur pour favoriser le mode Gaussien fondamental demande une plus grande longueur de fibre active, ce qui entraîne potentiellement un décalage du spectre optique vers les hautes longueurs d'ondes ainsi qu'une augmentation des non-linéarités. Regardons les possibilités en terme de fibres commerciales à large cœur présentées dans la table 2.3. À notre connaissance, le principal fabricant est Nufern et il propose six fibres actives PM dopées à l'ytterbium qui ont un cœur assez grand pour limiter les non-linéarités. Dans la section 2.3, nous avons vu qu'une atténuation à 976 nm d'approximativement 20 dB sur toute la longueur de la fibre DC-200/40-PZ-Yb permet d'obtenir une bonne efficacité d'amplification. Nous cherchons donc à obtenir une atténuation à 976 nm similaire sur toute la longueur de la fibre active choisie. Nous pouvons voir que les fibres possédant une gaine optique de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre possèdent une faible atténuation à 976 nm et qu'il faudrait donc entre 7 m et 12 m de fibre active ce qui n'est pas viable dans le régime pulsé où nous nous situons. Il reste donc deux fibres actives possibles, la 30/250 étant inutile dans notre cas car c'est une version moins dopée de la 30/250-HI. Le choix se situe donc entre un cœur de 25  $\mu\text{m}$  ou de 30  $\mu\text{m}$  de diamètre. À première vue, celui de 30  $\mu\text{m}$  est bien plus attractif : diminution des non-linéarités et augmentation de l'atténuation. Cependant, il faut tenir compte de la qualité modale et de la disponibilité

---

7. PM signifie *Polarization-Maintaining*.

Fibre active	Diamètre de cœur	Diamètre de gaine optique	Atténuation à 975 nm
PLMA-YDF-20/400-VIII	20,0±2,0 $\mu\text{m}$	400±15 $\mu\text{m}$	1,65 dB.m <sup>-1</sup>
PLMA-YDF-25/250-VIII	25,0±2,5 $\mu\text{m}$	250±10 $\mu\text{m}$	5,10 dB.m <sup>-1</sup>
PLMA-YDF-25/400-VIII	25,0±2,5 $\mu\text{m}$	400±15 $\mu\text{m}$	2,40 dB.m <sup>-1</sup>
PLMA-YDF-30/250-VIII	30,0±2,5 $\mu\text{m}$	250±8 $\mu\text{m}$	6,00 dB.m <sup>-1</sup>
PLMA-YDF-30/250-HI-VIII	30,0±2,5 $\mu\text{m}$	250±10 $\mu\text{m}$	7,20 dB.m <sup>-1</sup>
PLMA-YDF-30/400-VIII	30,0±3,0 $\mu\text{m}$	400±15 $\mu\text{m}$	2,70 dB.m <sup>-1</sup>

TABLE 2.3 – Liste des différentes fibres active PM proposées par Nufern.

de combineurs adaptés dans le commerce. En ce qui concerne la qualité modale, Nufern a publié un article à ce propos où le facteur de qualité  $M^2$  est calculé en fonction du rayon de courbure des fibres [99] et les résultats obtenus pour les fibres PLMA-YDF-20/400 et PLMA-YDF-30/250 sont présentés dans la table 2.4. Au sujet des combineurs ITF en propose pour les deux types de fibres. Nous voyons donc que nous pouvons obtenir un mode quasi Gaussien avec les deux fibres actives et

Fibre	Diamètre de courbure	$M_x^2$	$M_y^2$
PLMA-YDF-20/400	15 cm	1,06	1,06
PLMA-YDF-20/400	10 cm	1,09	1,13
PLMA-YDF-20/400	8,9 cm	1,09	1,09
PLMA-YDF-30/250	15 cm	1,56	1,59
PLMA-YDF-30/250	6,3 cm	1,38	1,66
PLMA-YDF-30/250	5,5 cm	1,11	1,13

TABLE 2.4 – Facteur de qualité  $M^2$  du faisceau laser en sortie de différentes fibres optiques. Nous faisons remarquer que la publication de ces mesures date de 2004. Les fibres optiques présentées sont donc des anciennes versions de celles décrites dans cette partie.

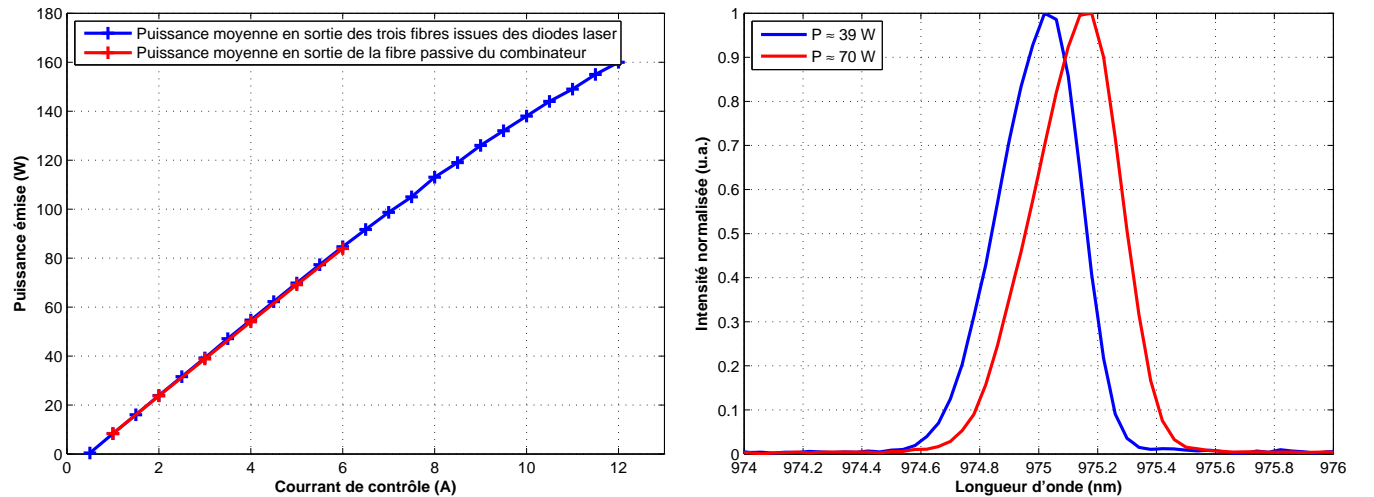
bien que n'ayant pas de données pour la fibre PLMA-YDF-25/250, nous avons eu confirmation de Nufern qu'elle se situe entre les deux fibres active étudiées dans l'article. Cependant, nous pouvons noter que pour la PLMA-YDF-30/250, un rayon de courbure d'environ 2,8 cm est nécessaire. Or une augmentation du rayon de courbure entraîne différents effets délétères comme nous avons pu le voir dans la section 1.2.6. Nous choisissons donc finalement la fibre PLMA-YDF-25/250-VIII. Nous souhaitons noter que nous avons découvert à postériori que Liekki fabrique aussi ce type de fibres actives mais avec une atténuation à 976 nm dans la gaine optique de 11,2 dB.m<sup>-1</sup> soit plus de deux fois supérieure à celle de la fibre choisie. Elle sera donc utilisée pour le prototype développé pour le projet ThomX [100, 101] qui est basé sur une architecture d'amplification laser similaire. Pour finir, un *end-cap* est soudé sur une des faces de la fibre active.

## Diodes lasers pour le pompage optique

Les six fibres du combineur dédiées aux faisceaux lasers de pompage optique présentent les caractéristiques suivantes : un cœur multi-mode de 105  $\mu\text{m}$  de diamètre dont l'ouverture numérique est de 0,22, une gaine optique de 125  $\mu\text{m}$  de diamètre et une gaine polymère de 250  $\mu\text{m}$  de diamètre. L'objectif final étant d'obtenir 200 W de puissance moyenne en sortie de l'amplificateur, nous cherchons un moyen d'avoir une puissance moyenne maximale de pompage optique aux alentours de

300 W. Cela donnerait une efficacité d'amplification d'approximativement 66 % ce qui est inférieur aux efficacités d'autres systèmes similaires [102]. Notre objectif est donc cohérent. En utilisant un combineur avec six entrées pour le pompage optique, il nous faut six diodes laser d'approximativement 50 W ou plus de puissance moyenne, stabilisées en longueur d'onde et dont le faisceau laser est délivré par une fibre présentant des propriétés similaires à celles des six fibres du combineur. Il n'est pas courant de trouver des diodes laser de forte puissance moyenne avec une telle brillance. À la date de la décision en été 2011, nous n'avons trouvé que IPG Photonics qui satisfaisait ces conditions avec des diodes laser stabilisées de 55 W délivrés par une fibre de 110  $\mu\text{m}$  de cœur dont l'ouverture numérique est de 0,12, une gaine optique de 125  $\mu\text{m}$  de diamètre et une gaine polymère de 250  $\mu\text{m}$  de diamètre. Le diamètre de leur cœur est un peu plus grand que celui des fibres du combineur mais leur ouverture numérique est en revanche plus petite. Par conséquent, nous pouvons souder les deux fibres entre elles avec des pertes limitées. Notons que IPG Photonics produit maintenant des diodes laser dont le faisceau laser est délivré par une fibre de 105  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur. Le choix a été fait de ne commencer qu'avec trois diodes laser et le module intégrant les diodes laser est conçu par Alphanov. Seulement trois des dix fibres du combineur dédiées au pompage optique sont donc utilisées.

Les trois fibres du module de pompage optique sont soudées à trois des six fibres du combineur dédiées au pompage optique. Maintenant, nous mesurons les pertes optiques sur les faisceaux laser de pompage optique dans le combineur. Pour cela, nous effectuons deux caractérisations de la puissance moyenne du pompage optique. Une première avant le combineur en mesurant en même temps la puissance moyenne délivrée par les trois fibres du module de pompage optique et une seconde en mesurant la puissance moyenne en sortie de la fibre passive du combineur où nous mesurons aussi le spectre optique pour deux puissances moyennes différentes afin de vérifier la stabilité en longueur d'onde. Les résultats de ces mesures sont présentés sur la figure 2.49. Nous tirons deux conclusions de



(a) Puissance émise en fonction du courant de contrôle délivré par l'alimentation électrique. (b) Spectres optiques pour deux puissances émises.

FIGURE 2.49 – Mesure de la puissance émise par le module de pompage optique composé de trois diodes laser en fonction du courant de contrôle délivré par l'alimentation électrique ainsi que du spectre optique.

ces mesures. Premièrement, les pertes dues au passage dans le combineur sont faibles, de 0,02 dB

à 0,06 dB selon les points de mesures. La combinaison des faisceaux laser de pompage optique est donc bonne. Deuxièmement, le décalage du spectre optique est de 0,16 nm entre les deux puissances moyennes. Le spectre optique du faisceau laser de pompage optique est donc compris dans la bande d'absorption de l'ytterbium même lorsque la puissance moyenne varie.

## Caractérisation de l'amplificateur laser principal

Nous présentons maintenant les différentes études effectuées sur l'amplificateur laser principal afin de le caractériser. Le montage est celui présenté sur la figure 2.50 et les images présentées sur la figure 2.51 montrent notre système d'amplification durant les caractérisations.

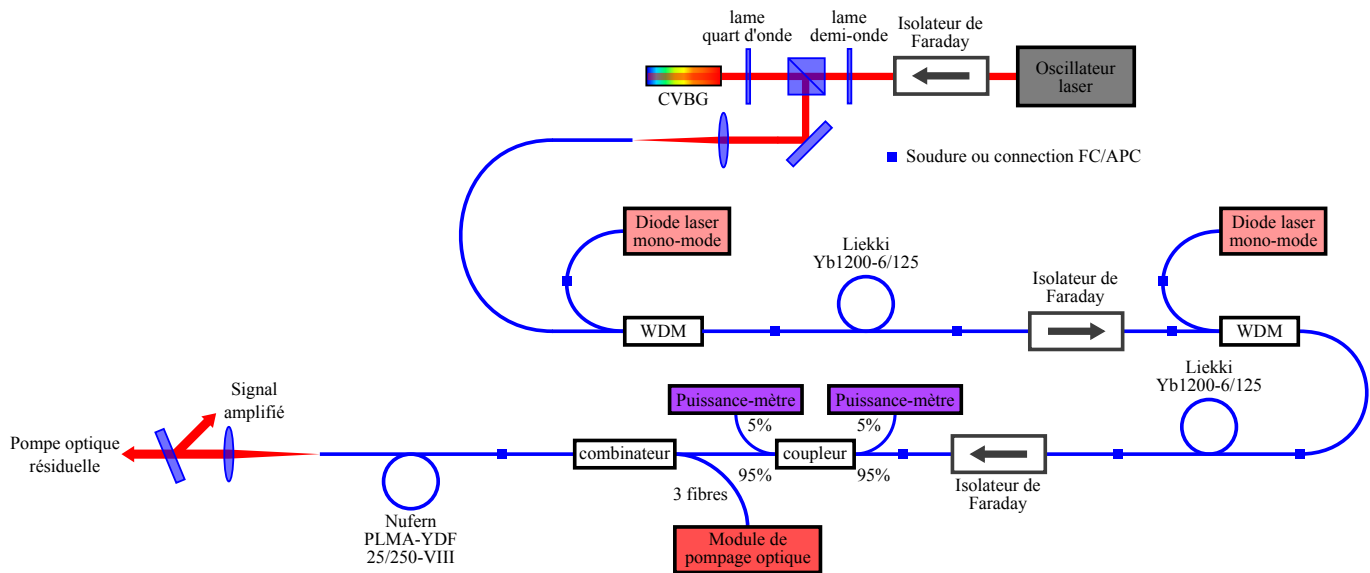
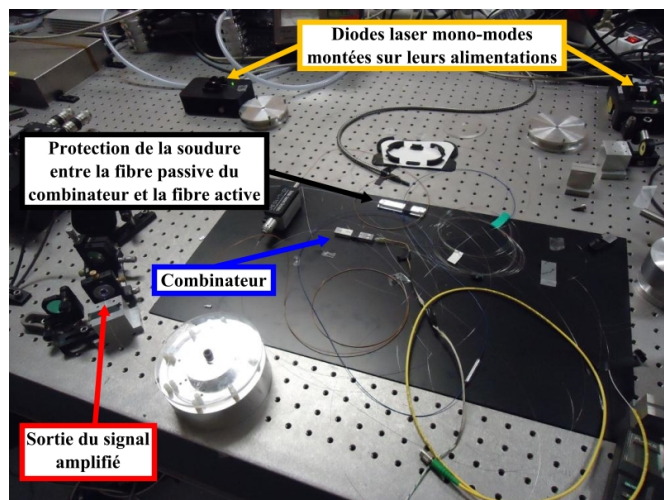


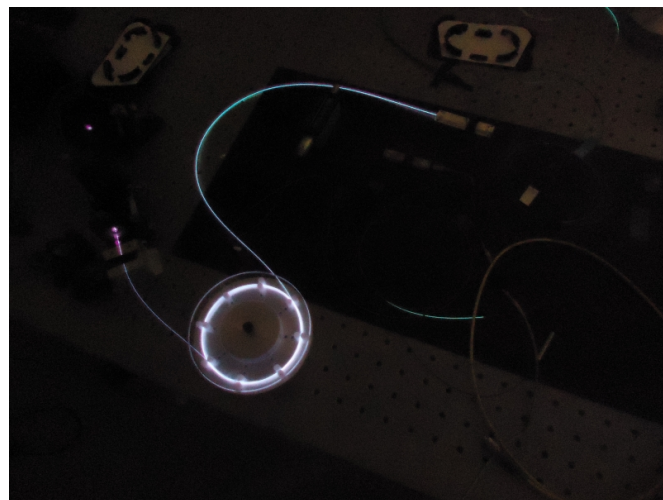
FIGURE 2.50 – Schéma de principe de l'architecture finale du système d'amplification utilisé lors des tests.

La première caractérisation est celle des puissances moyennes en différents points critiques du système. Les puissances moyennes du signal amplifié et de la pompe résiduelle sont mesurées en plaçant un puissance-mètre sur les faisceaux réfléchis et transmis par le miroir dichroïque. La figure 2.51c montre la position des calorimètres de ces deux puissance-mètres. Le plus petit, sur la droite, reçoit le faisceau laser résiduel du pompage optique alors que le plus important, sur la gauche, reçoit le signal amplifié. Notons que devant celui-ci se trouve une lentille convergente de 18 mm de distance focale utilisée pour focaliser fortement le faisceau quelques centimètres avant le calorimètre afin que celui-ci diverge assez après son point focal pour couvrir tout l'espace de mesure sur le calorimètre. Une lentille divergente aurait été plus appropriée mais nous ne disposions pas d'une qui convenait. De plus, nous pouvons voir la platine trois axes permettant l'injection du signal dans la fibre du WDM du premier pré-amplificateur. Nous mesurons aussi les puissances moyennes du faisceau laser revenant vers le second pré-amplificateur et vers les diodes laser. Pour la première mesure, nous utilisons l'entrée à 5 % du coupleur 2×2 installé entre l'isolateur de Faraday du second étage de pré-amplification et le combineur. Cela nous permet de mesurer 5 % de la puissance moyenne totale revenant du combineur vers ce coupleur avec 95 % de celle-ci revenant vers l'isolateur de Faraday. Pour la seconde, nous mesurons les puissances moyennes des faisceaux laser sortant des trois fibres inutilisées du combineur. Les fibres guidant les faisceaux lasers du pompage optique étant

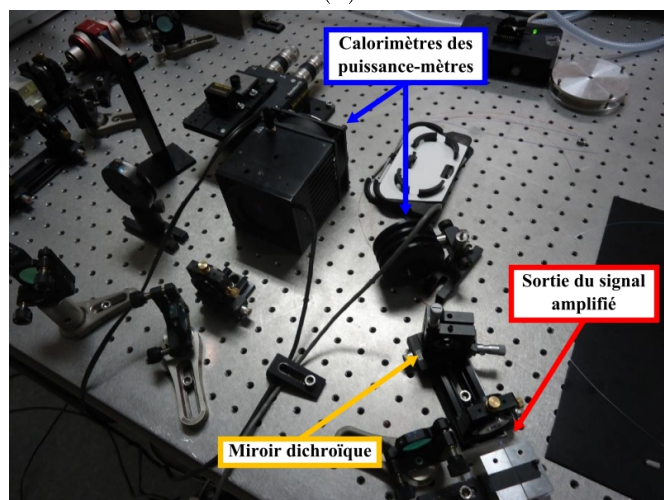




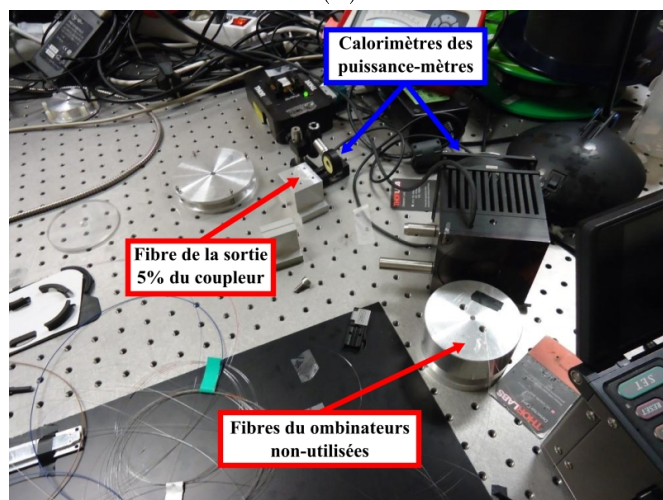
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 2.51 – Image du système d’amplification durant les caractérisations présentées. Les figures 2.51a et 2.51b sont des vues globales du système en fonctionnement et nous voyons la fluorescence de la fibre active de l’amplificateur principal sur la figure 2.51b. La figure 2.51c montre la partie où le signal amplifié est extrait et caractérisé. La figure 2.51d montre la partie où les différents retours de faisceaux laser sont caractérisés.

placées de façon symétrique dans le combineur, elle reçoivent toutes une puissance moyenne de retour comparable. Nous en déduisons donc la puissance moyenne totale revenant par les six fibres ou la puissance moyenne par fibre pour les trois fibres soudées. La figure 2.51d montre la position des calorimètres de ces deux puissance-mètres. Le plus petit, sur la gauche, reçoit le faisceau laser de la sortie 5 % du coupleur 2×2 alors que le plus gros, sur la droite, reçoit les faisceaux lasers issus des trois fibres optiques non utilisées du combineur.

La première étape est la mesure des puissances moyennes que nous venons de définir en fonction de la puissance moyenne de pompage optique. Les résultats sont présentés sur la figure 2.52a. Pour

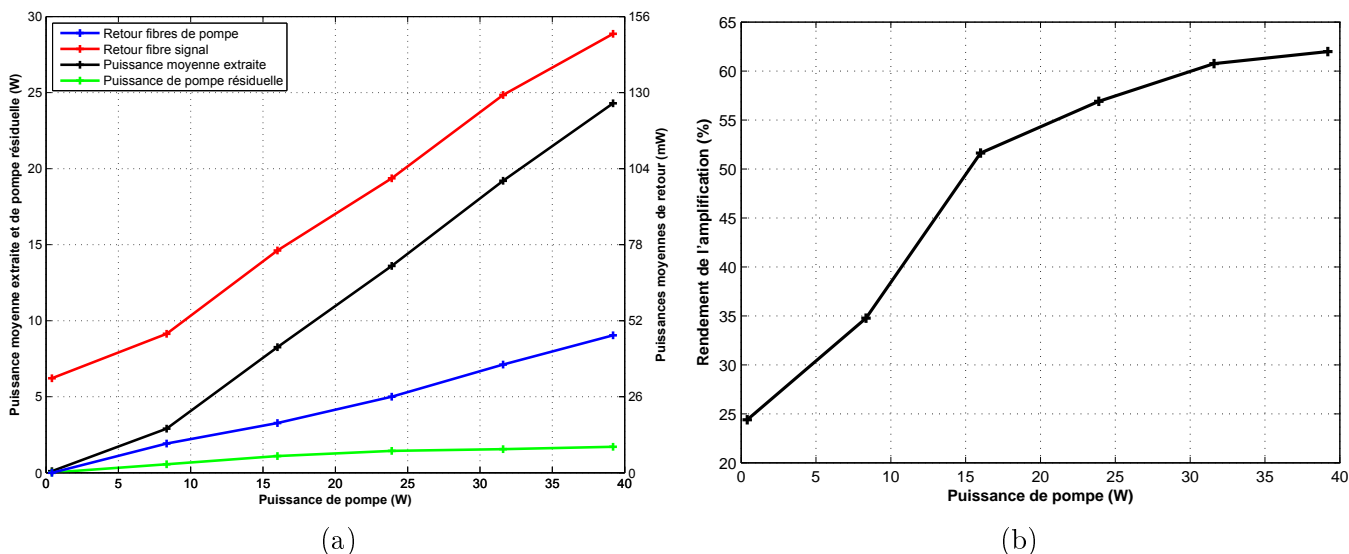


FIGURE 2.52 – Mesure des puissances moyennes en différents points (figure 2.52a) et évolution du rendement de l'amplificateur laser principal (figure 2.52b) en fonction de la puissance du pompage optique. La puissance moyenne du signal injecté est d'approximativement 173 mW

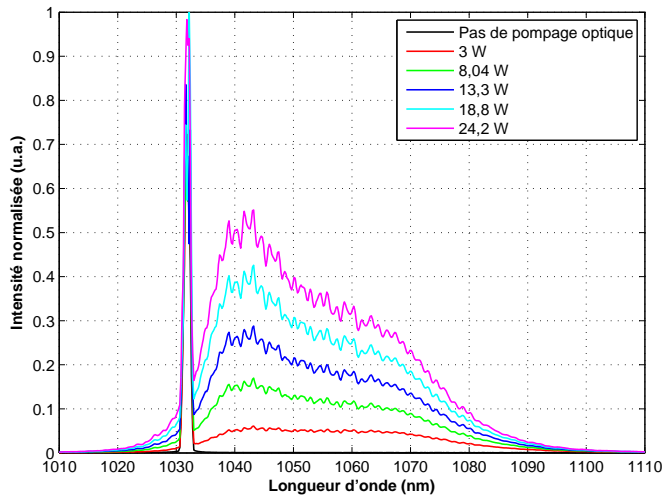
commencer, nous nous proposons d'analyser la puissance moyenne extraite et donc l'efficacité d'amplification. Nous pouvons voir sur la figure 2.52b que celle-ci évolue différemment sur la plage étudiée. Nous notons alors deux régimes différents. Jusqu'à approximativement 15 W de puissance moyenne de pompage optique, l'efficacité de l'amplification augmente significativement, passant d'approximativement 25 % à 52 %. Dans un second temps, la courbe de l'efficacité de l'amplification s'infléchit et son augmentation se réduit. Cette évolution est similaire à celles obtenues avec les simulations présentées sur la figure 1.18 de la section 1.3. Par conséquent, en se référant à ces simulations, nous pouvons extrapoler et penser qu'un troisième régime apparaît lorsque la puissance moyenne du pompage optique dépasse 40 W durant lequel l'efficacité d'amplification n'augmente plus. Nous nous proposons maintenant d'expliquer ce phénomène. Lorsque un photon est guidé dans une fibre active, sa probabilité d'être absorbé dépend de quatre facteurs : la section efficace d'absorption à la longueur d'onde du photon ; le taux de dopage de la fibre active et l'inversion de population. Lors de l'expérimentation présentée ici, le seul paramètre évoluant est l'inversion de population. En effet, plus la puissance moyenne du pompage optique est importante et plus l'inversion augmente. Cela réduit alors l'absorption des photons issus du signal. Il y a donc une première dynamique d'amplification au cours de laquelle l'augmentation du pompage optique augmente significativement l'inversion de population et donc l'absorption du signal ce qui entraîne une augmentation du rendement. Puis une seconde dynamique d'amplification au cette augmentation s'infléchit puis se stabilise lorsque. Et finalement,

une troisième dynamique d'amplification lorsque l'inversion de population trop importante pour que son augmentation suive celle de puissance du pompage optique ce qui entraîne une chute de l'efficacité.

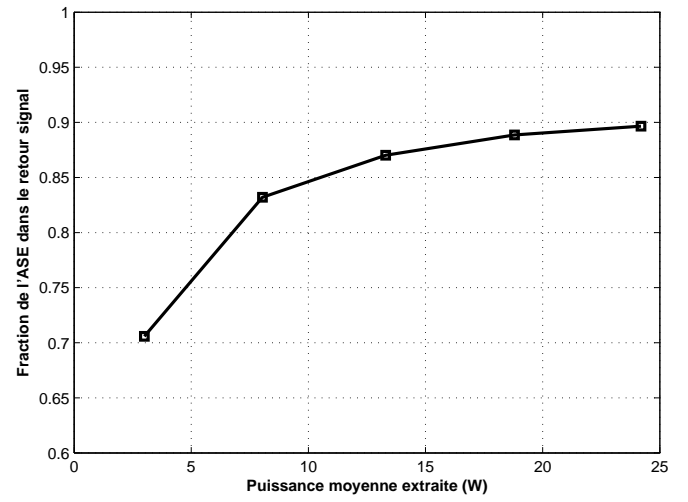
Maintenant, nous nous proposons de regarder les puissances moyennes dites de retour en commençant par celle revenant dans les six fibres d'entrée du pompage optique. La puissance moyenne totale des faisceaux laser se propageant dans ces six fibres augmente linéairement avec la puissance moyenne du pompage optique et la proportion de la puissance moyenne de retour par rapport à la puissance moyenne du pompage optique varie de 0,2 % à 0.25 %. Or, IPG Photonics indique une acceptance de retour à 976 nm de 10 % de la puissance moyenne émise par les diodes laser. Par conséquent, le retour que nous mesurons ne risque pas d'endommager les diode laser. La puissance moyenne de retour dans la fibre signal possède deux composantes. Premièrement, nous remarquons qu'il y a du retour dans cette fibre lorsque la puissance moyenne du pompage optique n'est que 0,4 W. De plus, si nous interpolons la courbe, nous remarquons que même en l'absence de pompage optique, la puissance moyenne de retour dans la fibre signal n'est pas nulle. Ce retour correspond à approximativement 5 % de la puissance moyenne du signal injecté dans le combineur. Il est difficile d'avoir une réponse définitive quand aux causes de ce retour. Pour cela, il faudrait mesurer cette puissance moyenne avec simplement le coupleur 2×2, puis avec le combineur, puis la fibre active et enfin avec la *end-cap*. Cependant nous pensons que ces pertes sont principalement dues aux différentes soudures.

Nous mesurons ensuite les spectres optiques du faisceau laser revenant vers le coupleur 2×2 pour différentes puissances moyennes de pompage optique ainsi qu'en l'absence de pompage optique. Ces spectres optiques sont présentés sur la figure 2.53 et nous pouvons en extraire plusieurs informations. Premièrement, il y a une réflexion lorsqu'il n'y a aucun pompage optique. Nous ne l'avons pas mesuré au moment de l'expérimentation mais il est possible de l'estimer. Pour cela, nous faisons le rapport des intégrales sur le spectre optique en l'absence de pompage optique et sur le spectre optique pour une puissance moyenne de signal extrait de 24,2 W, en négligeant le pic à 976 nm. Nous multiplions ensuite le résultat obtenu par la puissance moyenne de retour obtenu pour une puissance moyenne extraite de 24,3 W lors de la mesure présentée sur la figure 2.52a soit 158 mW. Nous estimons alors la puissance moyenne de retour en l'absence de pompage optique à approximativement 8,4 mW ce qui correspond à approximativement 5 % de la puissance moyenne du signal injecté. Cette mesure est donc cohérente avec la précédente. Deuxièmement, nous apercevons l'apparition de photons présentant des longueurs d'ondes différentes de celle du signal. Cela est typique de l'amplification d'émission spontanée et signifie que la puissance moyenne du signal injecté est insuffisante. En effet, nous voyons sur la figure 2.53b que durant l'amplification, la majeure partie du faisceau laser de retour est de l'amplification d'émission spontanée. Cependant, cette remarque est à pondérer par le spectre optique du signal après son amplification dans la fibre active présenté sur la figure 2.54. En effet, nous remarquons l'absence de composantes spectrales typiques de l'amplification d'émission spontanée dans ce spectre optique, ce qui indique que son niveau de puissance est très faible en comparaison avec la puissance du signal après amplification. Nous pourrions donc améliorer légèrement le rendement de l'amplificateur principal en augmentant la puissance moyenne du signal injecté dans celui-ci mais le gain ne devrait pas être significatif. Cependant l'intérêt serait de diminuer la puissance moyenne de retour dans la fibre signal afin de limiter les risques que la gaine polymère de celle-ci ne se dégrade.

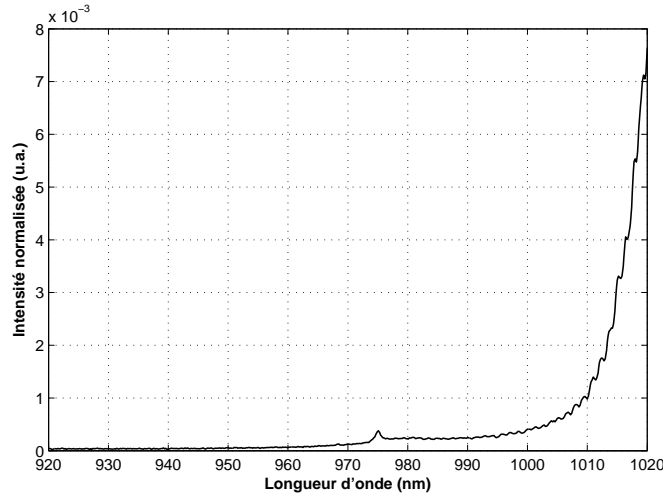
Pour l'expérience de production d'un flux de rayons gamma le plus important possible, il est nécessaire d'avoir un système robuste pouvant délivrer une puissance moyenne importante durant plusieurs heures. Nous faisons donc deux mesures de l'évolution des différentes puissances moyennes comme précédemment ainsi que de la température du combineur au point d'entrée des sept fibres. Dans



(a) Analyseur de spectre optique centré à 1060 nm afin de voir l'émission spontanée amplifiée.



(b) Fraction d'amplification d'émission spontanée dans le signal revenant vers le coupleur 2×2.



(c) Analyseur de spectre optique centré à 970 nm afin de voir si une fraction du pompage optique revient dans la fibre signal du combineur. La puissance moyenne extraite est de 24,2 W.

FIGURE 2.53 – Spectres optiques pour différentes valeurs de puissances moyennes extraites de la fibre active. Ceux-ci sont mesurés sur le retour du coupleur 2×2 placé entre l'isolateur de Faraday et le combineur. Notons que tous les spectres optiques sont normalisés par rapport à la plus haute intensité mesurée sur l'ensemble de ceux-ci afin de pouvoir noter l'évolution des intensités spectrales en fonction des puissances extraites. Nous présentons aussi la fraction d'amplification d'émission spontanée dans le signal revenant vers le coupleur 2×2 (figure 2.53b).

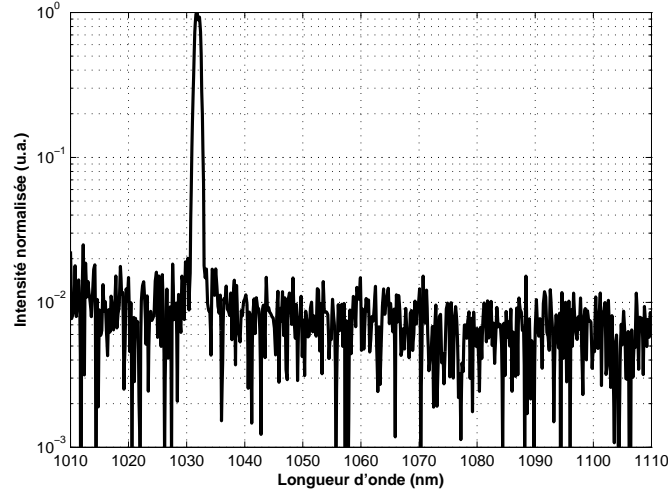


FIGURE 2.54 – Spectre optique de faisceau laser amplifié en sortie de la fibre optique active. Seule la portion réfléchiée par le miroir dichroïque est analysée. La puissance moyenne est de 24 W.

un premier temps nous faisons ces mesures pour une puissance moyenne de signal extrait d'approximativement 24 W puis de 52 W dans un second temps. Ces mesures sont présentées respectivement sur les figures 2.55 et 2.56. Nous remarquons dans les deux cas que notre système est stable mais

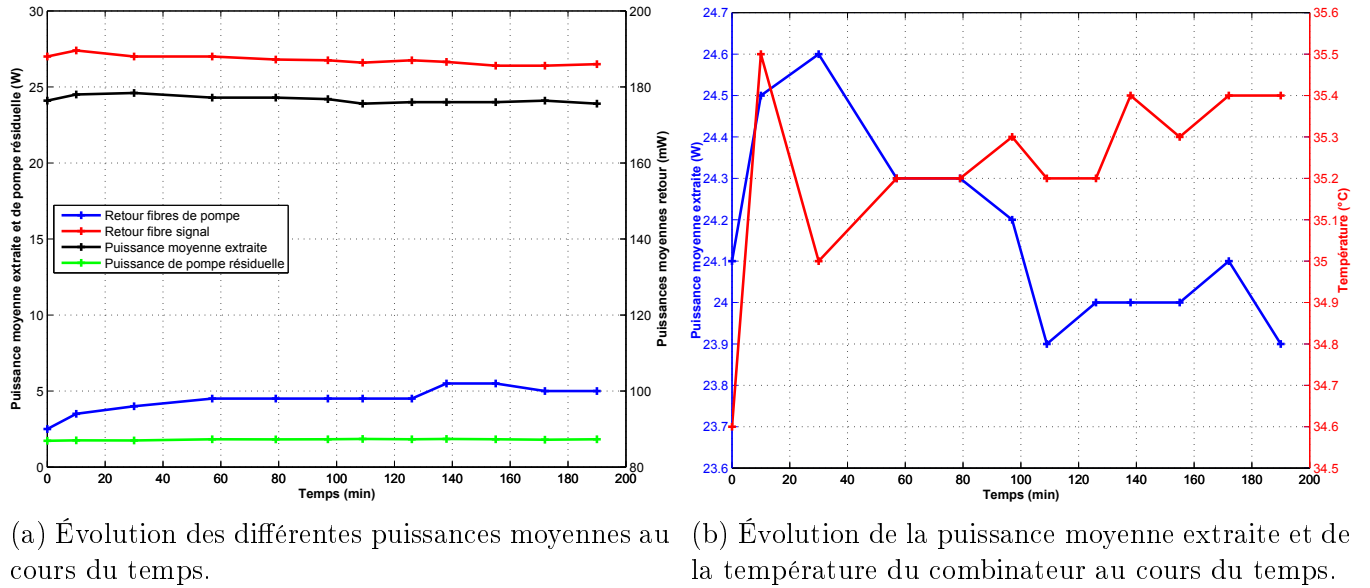
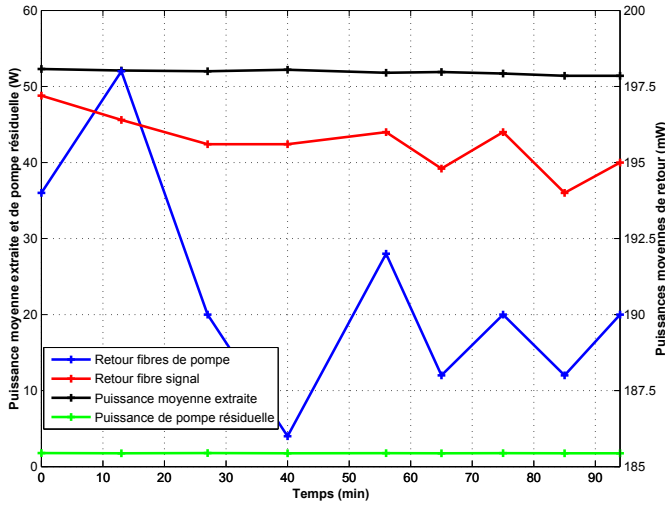
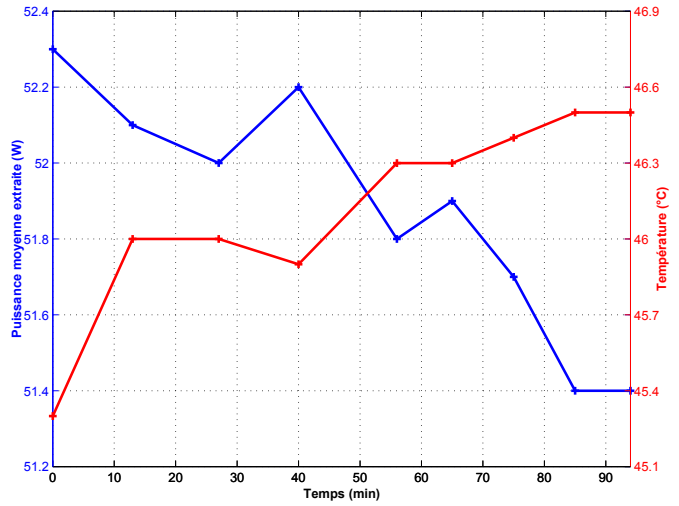


FIGURE 2.55 – Évolution au cours du temps de différents paramètres du système d'amplification.

notons aussi une légère diminution de la puissance moyenne extraite au cours du temps. Pour la première mesure, la puissance moyenne de signal extrait augmente dans les vingt premières minutes puis chute pendant approximativement quatre vingt dix minutes pour ensuite rester stable. Pour la seconde mesure, la puissance moyenne de signal extrait chute pendant les quatre vingt dix minutes de la mesure. Nous pensons que cela est dû au temps de thermalisation du système. De plus, dans le premier cas, la différence entre les deux extrêmes de la puissance moyenne est de 2,8 % et elle est de 1,7 % dans le second cas.



(a) Évolution des différentes puissances moyennes au cours du temps. La puissance moyenne initiale du signal extrait est de 24 W.

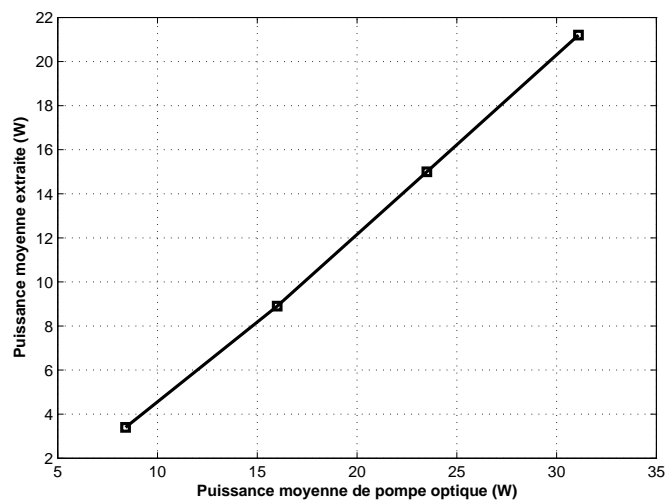


(b) Évolution de la puissance moyenne extraite et de la température du combineur au cours du temps.

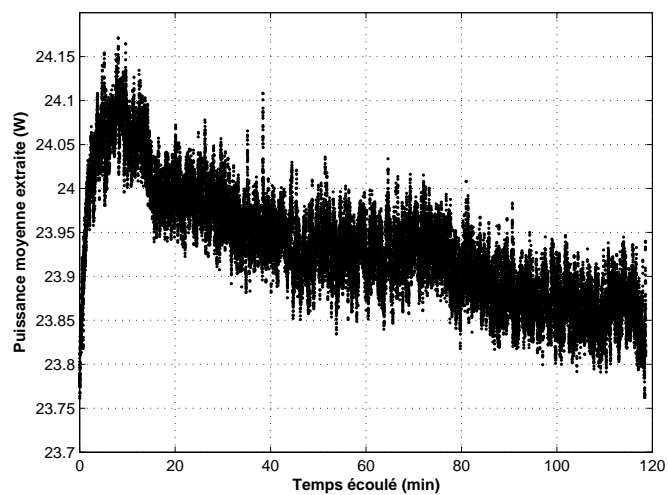
FIGURE 2.56 – Évolution au cours du temps de différents paramètres du système d’amplification. La puissance moyenne initiale du signal extrait est de 52 W.

Nous avons par la suite perçu un défaut dans le module de pompe. Par conséquent, nous avons fait une nouvelle mesure d’amplification ainsi qu’une mesure de stabilité sur une durée de deux heures après la réparation du module. Les résultats de ces mesures sont présentés sur la figure 2.57. Nous remarquons que l’efficacité d’amplification est maintenant de 70 %.

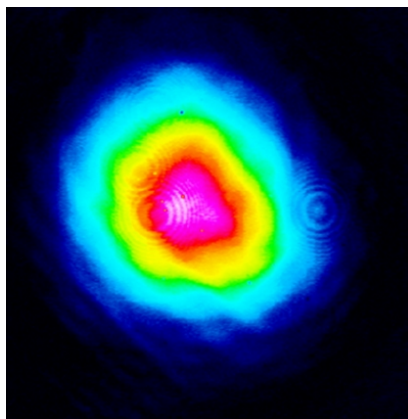
Après ces derniers tests, le système d’amplification est monté sur deux supports comme montré sur la figure 2.59a. Le système est ensuite installé dans un boîtier 19 pouces. La figure 2.59b montre l’étage comprenant les deux pré-amplificateurs, les deux modulateurs nécessaires à l’asservissement à la cavité Fabry-Perot ainsi que les trois photodiodes de contrôle. La figure 2.59c montre l’étage de l’amplificateur principal. Finalement, nous avons mesuré la qualité du mode optique en mesurant le  $M^2$  du signal. Cette mesure est présentée sur la figure 2.60 le  $M^2$  calculé est de 1,2 sur les deux axes. Nous pouvons voir que la qualité de mode optique est un peu moins bonne que celle du signal amplifié dans la fibre micro-structurée souple.



(a) Puissance moyenne du signal extrait en fonction de la puissance moyenne du pompage optique. L'efficacité de l'amplification est d'approximativement 70 %.



(b) Évolution de la puissance moyenne du signal extrait au cours du temps.

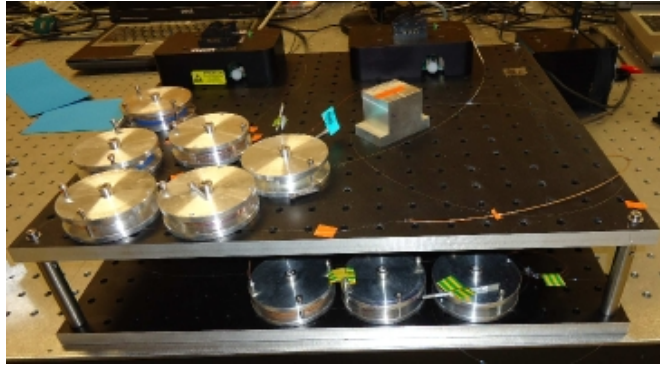


(c) Profil spacial du signal amplifier pour 24 W de puissance moyenne.

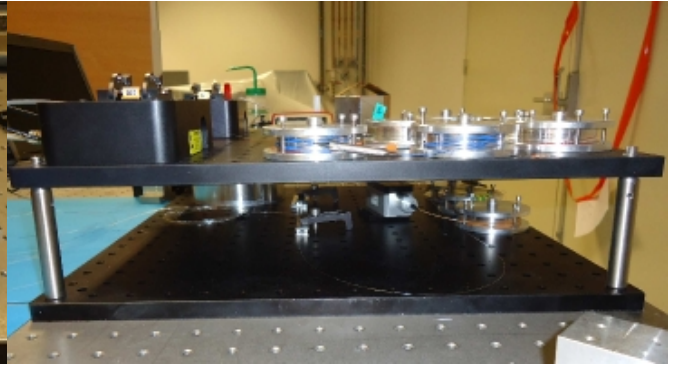
FIGURE 2.57 – Tests conduits sur le système d'amplification après la réparation du module de pompage optique.







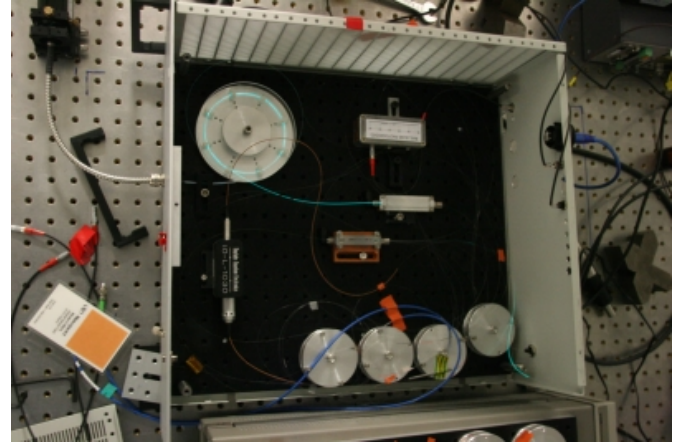
(a)



(b)

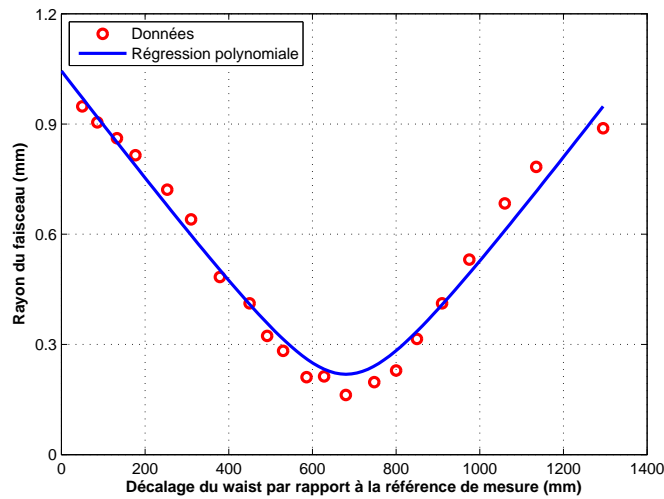


(c)

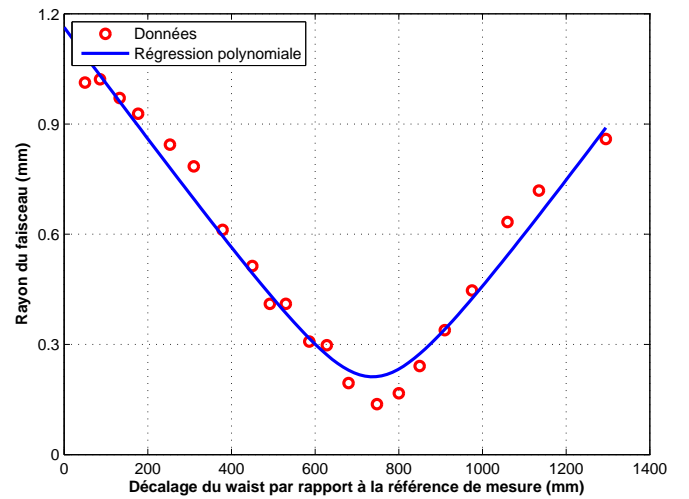


(d)

FIGURE 2.59 – Images du système final. Les figures 2.59a et 2.59b présentent le système d’amplification en cours de montage sur deux supports. La figure 2.59c présente l’étage contenant les deux pré-amplificateurs lasers, les deux modulateurs ainsi que les trois photodiodes de contrôle. La figure 2.59d présente l’étage contenant l’amplificateur laser principal, l’isolateur de Faraday de forte puissance moyenne ainsi que le bloc regroupant les signaux issus des photodiodes.



(a) Axe horizontal.



(b) Axe vertical.

FIGURE 2.60 – Mesure de l’évolution du profil spacial de signal amplifié pour le calcul de son  $M^2$ . Celui-ci est de 1,2 sur les deux axes.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié différentes architectures d'amplification laser dans des fibres actives et chacune présente des avantages et des inconvénients. Premièrement, regardons les fibres actives. Les fibres micro-structurées de type barreau sont très intéressantes pour tous les développements de chaînes laser pour les applications nécessitant des impulsions énergétiques comme la génération d'harmoniques d'ordres élevés [103]. De plus, le seuil d'apparition des battements de modes optiques a été repoussé dans les nouvelles séries. Cependant, leur rigidité fait qu'elles ne sont pas adaptées à notre application. Les fibres micro-structurées souples sont une alternative lorsque, cependant, le manque de composants permettant de développement d'un système tout fibré fait qu'elles perdent de leur intérêt dans le cadre de l'amplification d'impulsions à haute cadence. Finalement, les fibres à sauts d'indice offrent de nombreuses possibilités d'intégration permettant de développer des systèmes d'amplification très compacts. Cependant, l'amplification à de fortes puissances moyennes entraîne la nécessité de diamètre de cœur de plusieurs dizaines de micromètres ce qui diminue la qualité du mode optique du signal amplifié. De plus, dans des systèmes nécessitant des cadences plus basses comme le projet ThomX [100, 101], la gestion des non-linéarités devient plus complexe car le diamètre de leur cœur reste inférieur à celui des fibres micro-structurées souples pour que la qualité du mode optique de soit pas trop dégradée. Deuxièmement, regardons les deux architectures de gestion des impulsions. Pour l'amplification d'impulsions picosecondes à haute cadence, nous avons vu que l'amplification en regime de compression spectrale par auto-modulation de phase est très intéressante car elle permet d'atteindre des puissances moyennes très élevées sans nécessité de compresseur. Cela entraîne alors un gain d'efficacité globale et de compacité pour le système d'amplification. Cependant ce régime d'amplification entraîne un couplage AM-FM qui doit être minutieusement étudié lorsque le peigne de fréquences du signal amplifié est un point important de l'application. Quand à l'architecture classique étirement/amplification/compression, elle est une méthode plus sûre dans le cadre de nos applications. Il en ressort qu'un système tout fibré présente des avantages importants tels que la robustesse et l'efficacité d'amplification. De plus, dans l'objectif d'empilement cohérent d'impulsions laser picosecondes dans une cavité Fabry-Perot, nous voyons différents développements et expériences à effectuer afin d'augmenter les performances du système conçu.

Un premier développement en cours au CELIA est le changement du second pré-amplificateur. En effet, nous avons vu de l'amplification d'émission spontanée dans l'amplificateur principal. Or, il a été démontré que l'amplification d'émission spontanée induit du bruit de phase dans les systèmes d'amplification laser [104]. De plus, la présence d'amplification d'émission spontanée est un indicateur du fait qu'une partie de la puissance du pompage optique n'est pas transférée au signal amplifié ce qui entraîne trois effets délétères. Premièrement, une perte de l'efficacité d'amplification. Deuxièmement, une petite partie de l'émission spontanée est guidée et ensuite amplifiée ce qui entraîne une perte d'efficacité d'amplification supplémentaire. Cependant, nous avons vu que la puissance moyenne du faisceau laser constitué de l'amplification de l'émission stimulée était de quelques centaines de milliwatts ce qui est négligeable comparé aux dizaines de watts du faisceau laser amplifié. Troisièmement, la majeure partie de l'émission spontanée passe par la gaine protectrice, chauffant alors cette dernière. Il est donc crucial de limiter l'émission spontanée dans notre système. Pour cela, le second étage de pré-amplification sera modifié. Une architecture similaire à celle de l'amplificateur principal est envisagée. Celle-ci sera basée sur une fibre active LIEKKI Yb1200-12/125 et les faisceaux lasers de pompage optique et à amplifier seront couplés dans celle-ci via un combinateur de type 2+1:1. L'objectif de cet étage de pré-amplification est d'obtenir un faisceau laser de quelques watts après son amplification.

Le second développement se situe au niveau de l'étirement des impulsions. En effet, un système sans espace libre a été conçu pour l'amplification. Cependant, l'étirement dans le réseau de Bragg en volume se fait toujours en espace libre ce qui est regrettable étant donné que l'oscillateur laser orange délivre un faisceau laser via une fibre optique. Deux idées sont envisagées pour optimiser cela. La première est la conception d'un boîtier présentant une entrée et une sortie fibrées dans lequel le CVBG serait installé. Elle est présentée sur la figure 2.61a. L'alignement du CVBG n'aurait alors à

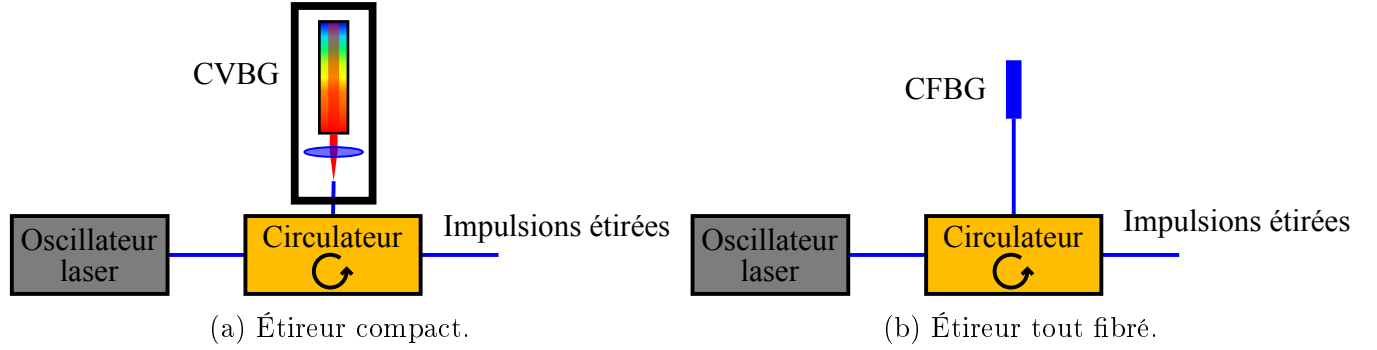


FIGURE 2.61 – Schéma de principe des deux solutions envisagées pour avoir un étirement des impulsions sans espace libre. La figure 2.61a présente la première solution. Un CVBG est placé dans un boîtier et les impulsions entrent et sortent du boîtier par la même fibre. Un seul alignement est nécessaire lors de l'installation du CVBG dans le boîtier. La figure 2.61b présente la seconde solution. Un CFBG est utilisé, rendant alors l'étirement des impulsions effectivement sans espace libre.

être fait qu'une seule fois dans le boîtier. La seconde est l'utilisation d'un réseau de Bragg dispersif fibré (CFBG<sup>8</sup>) fonctionnant sur le même principe qu'un CVBG, rendant alors le système effectivement tout fibré. Elle est présentée sur la figure 2.61b.

Troisièmement, nous avons vu dans la section 2.3 de ce chapitre qu'amplifier des impulsions laser en régime non-linéaire induit du bruit de phase dans le signal amplifié. Cependant diminuer la largeur spectrale des impulsions augmente le couplage dans une cavité Fabry-Perot de haute finesse comme nous le verrons dans la section 3.1. Par conséquent, il serait intéressant de développer un système d'amplification en régime de compression spectrale par auto-modulation de phase, pour lequel le spectre optique du faisceau amplifié serait de quelques centaines de picomètres et d'essayer de coupler le faisceau laser à une cavité Fabry-Perot en modulant le pompage optique, afin de voir s'il y a effectivement une différence entre les deux régimes d'amplification. De plus, se passer d'un compresseur augmente l'efficacité globale et la compacité du système d'amplification.

Finalement les récents développements sur les fibres micro-structurées de type DC-200/40-PZ-Yb font que celles-ci peuvent à nouveau être envisagées comme milieu actif dans le cadre de notre application. Premièrement, des efforts sont faits au niveau de la compacité et de la robustesse de l'injection du pompage optique grâce au développement de systèmes tout intégrés. Ceux-ci permettent d'obtenir des rendements stables de 60 % à 70 % et une image d'un composant de ce type développé par Alphanov est présentée sur la figure 2.62. Deuxièmement, des combineurs 9+1:1 sont maintenant disponibles pour ces fibres micro-structurées. Et bien que ne fonctionnant pour l'instant que jusqu'à 100 W de puissance moyenne de pompage optique répartis sur les neuf entrées

8. CFBG signifie *Chirped Fiber Bragg Grating*.

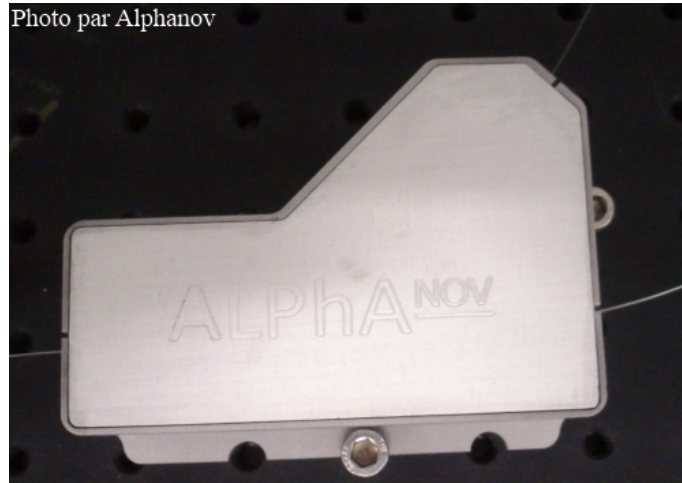


FIGURE 2.62 – Image du système de pompage optique intégré. Ses dimensions sont de  $100\text{ mm} \times 70\text{ mm} \times 30\text{ mm}$ . Nous pouvons voir les fibres de pompage optique, active et d'extraction du signal amplifié.

dédiées à celui-ci, les rendement supérieurs à 75 % donnés par le constructeur NKT Photonics sont très encourageants. Il est donc envisageable dans un avenir proche de revenir vers ces fibres qui présentent de meilleures qualités intrinsèques que celles à sauts d'indice à large cœur utilisées pour l'étage d'amplification principal de la dernière architecture d'amplification laser présentée.



# Chapitre 3

## La cavité Fabry-Perot

### 3.1 Fonctionnement théorique

Maintenant que le champ électrique du faisceau laser a été complètement décrit, il est nécessaire de comprendre comment celui-ci se comporte au sein d'une cavité Fabry-Perot. Afin d'appréhender ce phénomène simplement, nous le décrivons pour une cavité Fabry-Perot deux miroirs dans un premier temps puis pour le résonateur quatre miroirs utilisé durant l'expérience de diffusion Compton dans un second temps. Notons que dans cette section, nous considérons des cavités Fabry-Perot stables d'un point de vue optique.

#### 3.1.1 Cas simple d'une cavité Fabry-Perot deux miroirs

Prenons une cavité Fabry-Perot de longueur  $L$  constituée de deux miroirs sphériques avec un champ électrique incident sur l'un des miroirs comme le représente la figure 3.1.  $E_{inc}$ ,  $E_{réf}$ ,  $E_{i,M_{1,2}}$ ,

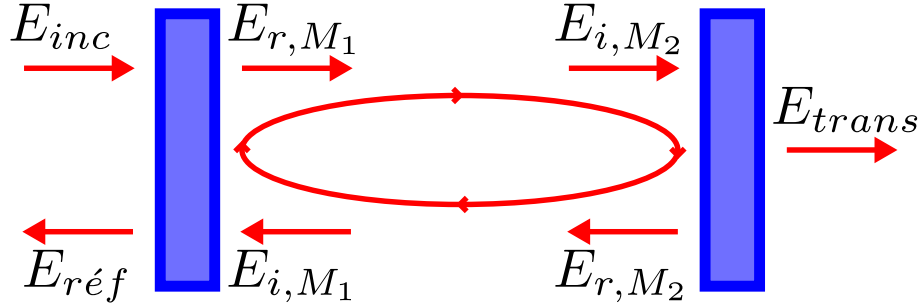


FIGURE 3.1 – Schéma de principe d'une cavité Fabry-Perot deux miroirs

$E_{r,M_{1,2}}$   $E_{trans}$  représentent respectivement les champs électriques incident sur le miroir  $M_1$ , réfléchi sur le miroir d'entrée, incidents et réfléchis sur chacun des miroirs dans la cavité Fabry-Perot et transmis par le miroir de sortie  $M_2$ . Les deux miroirs de la cavité Fabry-Perot peuvent être décrits par trois paramètres liés entre eux, leur réflectivité, transmittivité et perte respectivement noté  $r_i(\nu_m)$ ,  $t_i(\nu_m)$  et  $P_i(\nu_m)$  avec  $|r_i(\nu_m)|^2 + |t_i(\nu_m)|^2 = 1 - P_i(\nu_m)$ . Par souci de rigueur, le coefficient de réflexion sera par la suite noté  $r_i(\nu_m) = \rho_i(\nu_m) \exp(i\varphi_i(\nu_m))$  où  $\varphi_i(\nu_m)$  représente la phase accumulée lors de la propagation dans les multicouches et peut être développée en série comme ceci [105] :

$$\varphi_i(\nu_m) = \varphi_{i,0} + (\nu_m - \nu_0)\varphi'_{i,0} + \delta\varphi_i(\nu_m - \nu_0) \quad (3.1)$$

où  $\nu_m$  et  $\nu_0$  correspondent respectivement aux fréquences optiques du mode dont on désire calculer la dispersion et du mode correspondant au centre du spectre optique.

## A Régime continu

Comme nous l'avons vu dans la section 1.1, le champ électrique d'un oscillateur laser en régime impulsionnel est constitué dans le domaine fréquentiel d'une série de modes longitudinaux dont le nombre dépend de la largeur spectrale. C'est le peigne de fréquences. Nous nous proposons donc de commencer par calculer les propriétés des différents champs électriques pour un seul mode  $m$ , ce qui correspond au régime continu, puis pour tous les modes, ce qui correspond au régime impulsionnel.

## Calcul de l'expression d'un champ électrique au sein d'une cavité Fabry-Perot

Pour cette section, nous reprenons le calcul de [106]. Chaque mode des champs électriques définis sur la figure 3.1 obéit au système d'équations suivant :

$$E_{m,r,M_1} = t_1 E_{m,inc}(\nu_m) + \rho_1(\nu_m) \exp(-i\varphi_1(\nu_m)) E_{m,i,M_1} \quad (3.2)$$

$$E_{m,i,M_2} = \exp\left(\frac{-i2\pi\nu_m L}{v_g(\nu_m)}\right) \exp(-\mu(\nu_m)L) E_{m,r,M_1} \quad (3.3)$$

$$E_{m,r,M_2} = \rho_2(\nu_m) \exp(-i\varphi_2(\nu_m)) E_{m,i,M_2} \quad (3.4)$$

$$E_{m,i,M_1} = \exp\left(\frac{-i2\pi\nu_m L}{v_g(\nu_m)}\right) \exp(-\mu(\nu_m)L) E_{m,r,M_2} \quad (3.5)$$

$$E_{m,réf} = \rho_1(\nu_m) \exp(-i\varphi_1(\nu_m)) E_{m,inc} + t_1 E_{m,i,M_1} \quad (3.6)$$

$$E_{m,trans} = t_2 E_{m,i,M_2} \quad (3.7)$$

À partir de ces équations, les différents champs électriques peuvent être calculés en fonction du champ électrique incident et des paramètres de la cavité Fabry-Perot introduits précédemment. Il n'est pas nécessaire de définir les champs électriques en tous points, seuls trois champs électriques principaux sont explicités,  $E_{m,circ}$ ,  $E_{m,réf}$ ,  $E_{m,trans}$  avec  $E_{m,circ} = E_{m,1}$  représentant le champ électrique circulant dans la cavité Fabry-Perot et à partir duquel il est trivial de calculer le champ électrique en tous points de la cavité Fabry-Perot. Notons que nous avons choisi arbitrairement  $E_{m,1}$  comme champ circulant mais tout autre champ intra-cavité convient. De plus, afin de simplifier les expressions, nous nous plaçons dans une situation où la cavité Fabry-Perot est sous vide et où celui-ci est assez important pour que l'absorption linéique du milieu entre les deux miroirs ainsi que le déphasage qu'il induit soient négligables, Nous posons alors  $v_g(\nu_m) = c$  et  $\mu(\nu_m) = 0$  pour tout  $m$ . Ces trois champs électriques s'écrivent alors :

$$E_{m,circ} = \frac{\sqrt{1 - P_1 - \rho_1^2}}{1 - \rho_1 \rho_2 \exp(-i\Phi)} E_{m,inc} \quad (3.8)$$

$$E_{m,réf} = \frac{\rho_1 \exp(-i\varphi_1) - \rho_2 \exp(-i\Phi) [2\rho_1^2 \cos(\varphi_1) - (1 - P_1) \exp(i\varphi_1)]}{1 - \rho_1 \rho_2 \exp(-i\Phi)} E_{m,inc} \quad (3.9)$$

$$E_{m,trans} = \frac{\sqrt{1 - P_1 - \rho_1^2} \sqrt{1 - P_2 - \rho_2^2} \exp\left(\frac{-2i\pi\nu_m L}{c}\right)}{1 - \rho_1 \rho_2 \exp(-i\Phi)} E_{m,inc} \quad (3.10)$$

où  $\Phi = \frac{4\pi\nu_m L}{c} - \varphi_1 - \varphi_2$  et leurs intensités sont :

$$I_{m,circ} = \frac{1 - P_1 - \rho_1^2}{1 + \rho_1^2 \rho_2^2 - 2\rho_1 \rho_2 \cos(\Phi)} I_{m,inc} \quad (3.11)$$

$$I_{m,réf} = \begin{cases} \frac{\rho_1^2 - 2\rho_1 \rho_2 (\rho_1^2 \cos(\Phi) + (\rho_1^2 - 1) \cos(\Phi - 2\varphi_1))}{1 + \rho_1^2 \rho_2^2 - 2\rho_1 \rho_2 \cos(\Phi)} \\ + \frac{\rho_2^2 (4\rho_1^2 \cos(\varphi_1)(\rho_1^2 - (1 - P_1) \cos(\varphi_1) + (1 - P_1)^2))}{1 + \rho_1^2 \rho_2^2 - 2\rho_1 \rho_2 \cos(\Phi)} \end{cases} \quad (3.12)$$

$$I_{m,trans} = \frac{(1 - P_1 - \rho_1^2)(1 - P_2 - \rho_2^2)}{1 + \rho_1^2 \rho_2^2 - 2\rho_1 \rho_2 \cos(\Phi)} \quad (3.13)$$

Notons que pour simplifier la lecture, la dépendance en  $\nu_m$  de  $\rho_i$ ,  $\varphi_i$  et  $P_i$  n'est plus explicitée par la suite.

## Résonance

Nous pouvons maintenant tracer la variation de l'intensité intra-cavité en fonction de la fréquence laser pour une cavité donnée de longueur  $L$  sur la figure 3.2. Nous observons alors qu'il n'y a ré-

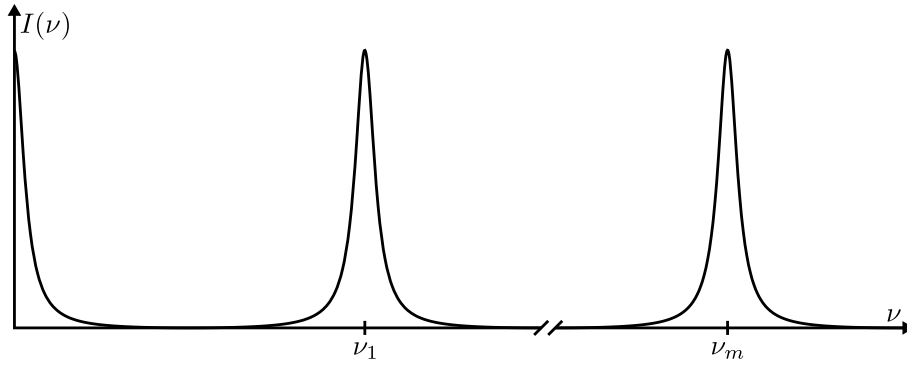


FIGURE 3.2 – Résonance d'une cavité Fabry-Perot en fonction de la fréquence optique du faisceau laser.

sonance d'un mode dans la cavité Fabry-Perot que pour certaines valeurs de fréquence  $\nu_m$ . Nous nous proposons donc de calculer les valeurs de ces fréquences. D'après l'équation 3.11, nous remarquons que l'intensité dans la cavité Fabry-Perot  $I_{m,circ}$  est maximale lorsque la condition suivante est vérifiée :

$$\frac{4\pi\nu_m L}{c} + \varphi_0 + (\nu_m - \nu_0)\varphi'_0 + \delta\varphi_0(\nu_m - \nu_0) = 2m\pi \quad (3.14)$$

où  $\varphi_0 = \varphi_{1,0} + \varphi_{2,0}$ ,  $\varphi'_0 = \varphi'_{1,0} + \varphi'_{2,0}$  et  $\delta\varphi_0(\nu_m - \nu_0) = \delta\varphi_1(\nu_m - \nu_0) + \delta\varphi_2(\nu_m - \nu_0)$ .

À partir de 3.14, on obtient la condition sur chaque raie  $\nu_m$  pour avoir une résonance :

$$\nu_m = \left( 2m - \frac{\varphi_0 - \nu_0 \varphi'_0}{\pi} - \frac{\delta\varphi_0(\nu_m - \nu_0)}{\pi} \right) \frac{c}{4L + \frac{c\varphi'_0}{\pi}} \quad (3.15)$$

Nous pouvons distinguer trois termes dans l'équation 3.15 :

- $2m$  entraîne un décalage  $\frac{c}{4L + \frac{c\varphi'_0}{\pi}}$  entre chaque raie.
- $-\frac{\varphi_0 - \nu_0 \varphi'_0}{\pi}$  entraîne un décalage de toutes les raies.



–  $\frac{\delta\varphi_0(\nu_m - \nu_0)}{\pi}$  représente les termes d'ordres supérieurs du déphasage et entraîne une variation de la position de chaque raie par rapport à leur position au premier ordre.

Ce dernier terme n'ayant pas d'impact significatif en régime continu, nous posons  $\delta\varphi_0(\nu_m - \nu_0) = 0$  pour la suite de cette section. Il sera réintroduit lorsque le régime impulsionnel sera abordé car son impact y est important.

### Intervalle spectral libre, bande passante et finesse : définition, calcul et mesure

Maintenant que les conditions requises pour avoir une résonance ont été étudiées, nous allons définir les caractéristiques d'une cavité Fabry-Perot et de ses résonances. En reprenant la figure 3.2, nous pouvons définir plusieurs paramètres : l'intervalle spectral libre (*ISL*)  $\Delta\nu$  qui représente la distance en fréquence optique entre deux résonances ; la largeur fréquentielle à mi-hauteur des pics  $\delta\nu$  qui est la bande passante de la cavité ; la finesse  $\mathcal{F} = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu}$  qui est le rapport entre l'*ISL* et la largeur fréquentielle des pics et le facteur de qualité  $Q = \frac{\nu}{\delta\nu}$ . Ces deux derniers paramètres peuvent aussi être reliés au temps de vie des photons dans la cavité  $\tau$ , au nombre de leurs oscillations  $N$  ainsi qu'entre eux par :

$$\mathcal{F} = 2\pi\tau\Delta\nu \quad (3.16)$$

$$\mathcal{F} = 2\pi N \quad (3.17)$$

$$Q = 2\pi\tau\nu \quad (3.18)$$

$$Q = \frac{\mathcal{F}\nu}{\Delta\nu} \quad (3.19)$$

Pour calculer l'*ISL*  $\Delta\nu$ , nous partons de l'équation 3.15 donnant la condition générale de résonance pour chaque mode où nous supprimons le troisième terme et faisons la différence entre deux modes résonnant successifs :

$$\Delta\nu = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2L + \frac{c\varphi'_0}{2\pi}} \quad (3.20)$$

Nous retrouvons bien le décalage entre chaque mode introduit par le premier terme de l'équation 3.15 avec  $\frac{2L}{c}$  le temps d'un aller retour entre les deux miroirs et  $\frac{c\varphi'_0}{2\pi}$  le retard accumulé dans les revêtements des miroirs. Afin de calculer la largeur spectrale des raies, nous partons de l'expression de l'intensité intra-cavité de l'équation 3.11 et calculons simplement la largeur à mi hauteur des pics pour obtenir :

$$\delta\nu = \frac{c}{2\pi L + \frac{c\varphi'_0}{2}} \left( \varphi_0 - \nu_0\varphi'_0 - \arccos \left( \frac{1 + (\rho_1\rho_2)^2 - 4\rho_1\rho_2}{2\rho_1\rho_2} \right) \right) \quad (3.21)$$

Avec les équations 3.20 et 3.21, nous pouvons maintenant calculer la finesse de la cavité Fabry-Perot :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi}{\varphi_0 - \nu_0\varphi'_0 - \arccos \left( \frac{1 + (\rho_1\rho_2)^2 - 4\rho_1\rho_2}{2\rho_1\rho_2} \right)} \quad (3.22)$$

Cette expression de la finesse est généralement donnée sans prendre en compte le déphasage induit par les miroirs soit  $\varphi_i(\nu) = 0$  et en faisant une approximation pour  $\rho_i \simeq 1$  par :

$$\mathcal{F} \simeq \frac{\pi\sqrt{\rho_1\rho_2}}{1 - \rho_1\rho_2} \quad (3.23)$$

Maintenant que les notions de base permettant de décrire les caractéristiques d'une cavité Fabry-Perot ont été présentées, nous allons décrire les champs électriques à l'intérieur et hors de la cavité

Fabry-Perot et voir comment les caractéristiques de celle-ci influent sur eux autour des résonances. Pour cela, nous posons  $\nu_m = \nu_0 + \Delta\nu$  tel que  $\frac{4\pi\nu_0 L}{c} = 2m\pi$ . De plus, afin de simplifier l'étude, nous admettons que le déphasage induit par les miroirs est nul dans 3.8, 3.9 et 3.10 soit  $\varphi_i(\nu) = 0$ . Nous étudions les finesses 3000 et 30000 car elles correspondent respectivement à la finesse de la cavité Fabry-Perot lors de nos prises de données à l'ATF et à la finesse à atteindre pour l'objectif final du projet Migthy Laser.

### Champ électrique intra-cavité et gain

Reprenons l'expression du champ électrique intra-cavité donnée par l'équation 3.8 et simplifions la pour une cavité sous vide et sans déphasage induit par les miroirs. En nous positionnant autour d'une résonance, nous obtenons un champ électrique intra-cavité défini par :

$$E_{m,circ} = \frac{\sqrt{1 - P_1 - \rho_1^2}}{1 - \rho_1 \rho_2 \exp\left(-i \frac{4\pi \Delta\nu L}{c}\right)} E_{m,inc} \quad (3.24)$$

et dont le comportement peut être étudié en posant  $E_{m,inc} = 1$ . Nous pouvons maintenant étudier les variations des parties réelle et imaginaire de ce champ électrique pour les deux finesses. Ces variations sont présentées sur la figure 3.3 autour d'un point de résonance. Nous pouvons voir sur la figure

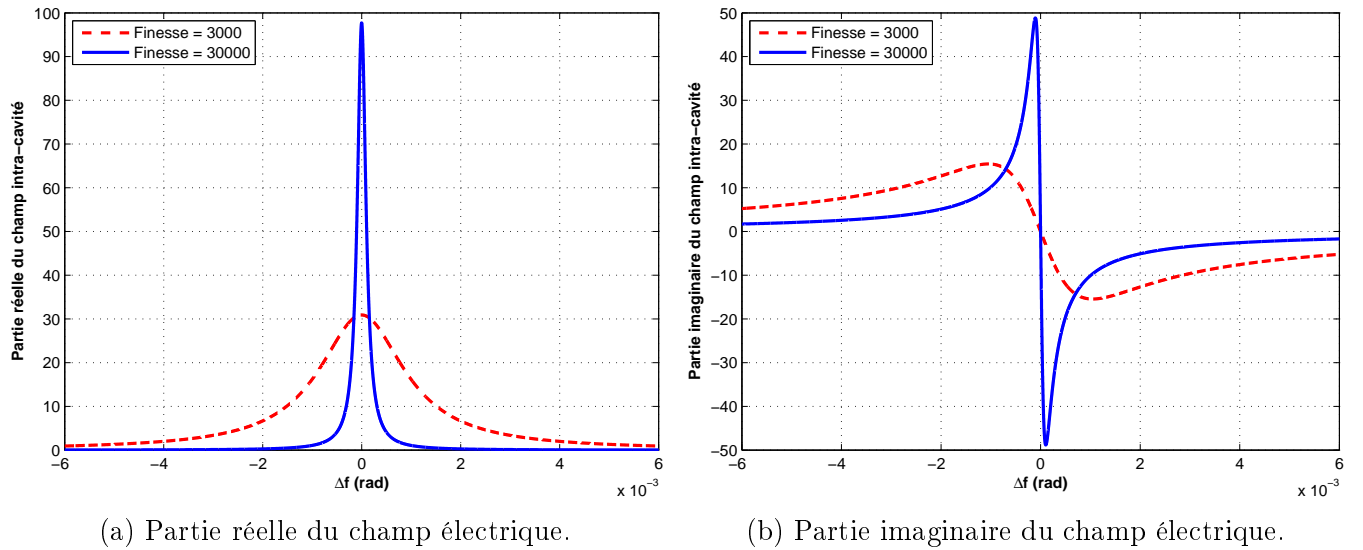


FIGURE 3.3 – Parties réelle et imaginaire du champ électrique intra-cavité pour deux finesses différentes avec  $\rho_1 = \rho_2$  et  $P_1 = 0$ .

3.3 que le maximum de la partie réelle du champ intra-cavité est plus important pour une finesse de 30000 que pour une finesse de 3000, indiquant que lorsqu'un mode résonne, l'intensité intra-cavité augmente avec la finesse. Nous pouvons donc définir une valeur nommée gain, définie pour un mode à proximité de sa résonance par :

$$g_m = \left| \frac{E_{m,circ}}{E_{m,inc}} \right|^2 = \frac{I_{m,circ}}{I_{m,inc}} = \frac{1 - P_1 - \rho_1^2}{1 + (\rho_1 \rho_2)^2 - 2\rho_1 \rho_2 \cos\left(\frac{4\pi \Delta\nu L}{c}\right)} \quad (3.25)$$

La figure 3.4 montre l'évolution de ce gain autour d'une résonance pour deux finesses. De façon plus générale, lorsque l'on mentionne le gain d'une cavité, on parle du gain à la résonance soit :

$$G_m = \frac{1 - P_1 - \rho_1^2}{1 + (\rho_1 \rho_2)^2 - 2\rho_1 \rho_2} \quad (3.26)$$

qui peut s'approximer par  $G \simeq \frac{\mathcal{F}}{\pi}$  lorsque  $\rho_1(\nu_m) = \rho_2(\nu_m) \approx 1$

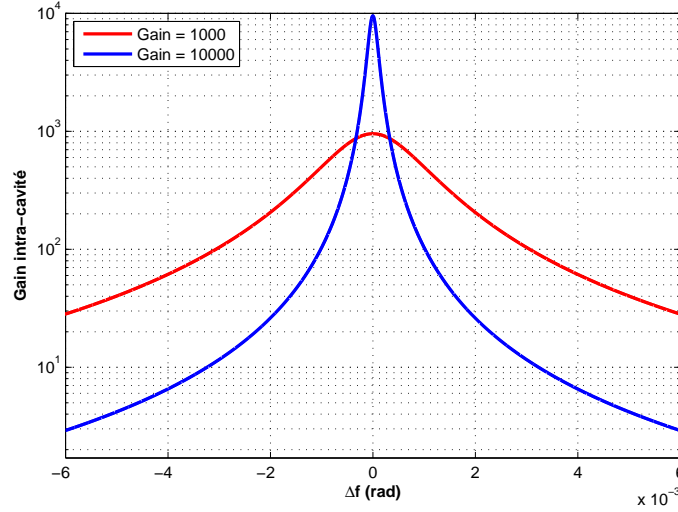


FIGURE 3.4 – Gain intra-cavité pour deux finesesses différentes avec  $\rho_1 = \rho_2$  et  $P_1 = 0$ .

### Champ électrique réfléchi

Maintenant que le champ électrique intra-cavité a été caractérisé, nous nous proposons de faire de même pour celui réfléchi sur le premier miroir de la cavité Fabry-Perot dont l'intensité est utilisée pour asservir l'oscillateur laser à celle-ci. Autour d'une résonance, le champ électrique réfléchi s'écrit :

$$E_{m,réf} = i \frac{\rho_1 + (1 - P_1)\rho_2 \exp\left(i \frac{4\pi\Delta\nu L}{c}\right)}{1 - \rho_1\rho_2 \exp\left(i \frac{4\pi\Delta\nu L}{c}\right)} E_{m,inc} \quad (3.27)$$

Nous pouvons maintenant définir la réflectivité de la cavité Fabry-Perot, ou fonction de transfert optique de la cavité Fabry-Perot en réflexion,  $R(\nu_m)$  telle que  $E_{m,r} = iR(\nu_m)E_{m,inc}$ . La réflectivité devient alors :

$$R(\Delta\nu) = \frac{\rho_1 - (1 - P_1)\rho_2 \exp\left(i \frac{4\pi\Delta\nu L}{c}\right)}{1 - \rho_1\rho_2 \exp\left(i \frac{4\pi\Delta\nu L}{c}\right)} \quad (3.28)$$

La figure 3.5 présente le comportement de la réflexion autour de la résonance pour une finesse de 3000 et une finesse de 30000.

### Accord des réflectivités des miroirs

Nous nous proposons maintenant d'étudier le comportement d'une cavité Fabry-Perot lorsque les réflectivités  $\rho_i$  des miroirs varient mais que la finesse est conservée. En effet, on peut voir sur l'équation 3.22 que la finesse ne dépend que du produit  $\rho_1\rho_2$ . Les réflectivités peuvent donc être modifiées sans que la finesse ne varie tant que leur produit reste constant. La figure 3.6 présente les résultats de cette étude. Nous remarquons qu'à finesse constante, l'accord ou le désaccord des réflectivités change de façon significative le comportement des champs électriques en différents points. Par conséquent, il faut choisir les réflectivités selon l'application souhaitée. Pour la spectroscopie [107] où l'on regarde le comportement du champ électrique après interaction avec un milieu au sein de la cavité Fabry-Perot, il faut maximiser la transmission de celle-ci et donc avoir des réflectivités les plus proches possible. Le régime de couplage optimal est donc le plus adapté comme nous pouvons

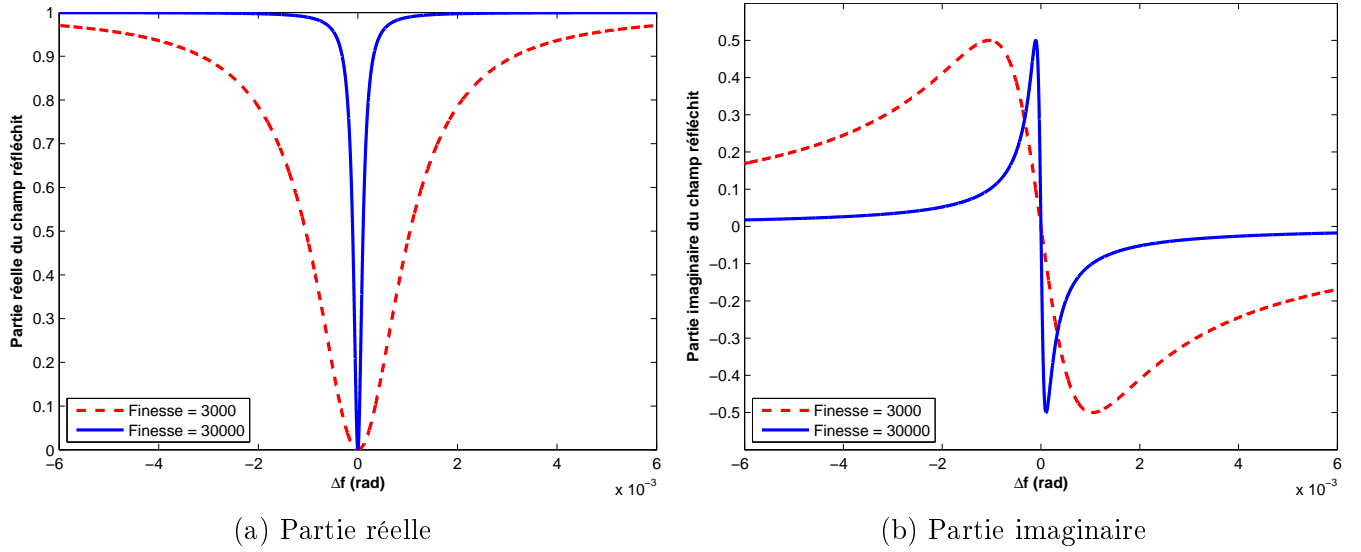


FIGURE 3.5 – Parties réelle et imaginaire de la fonction de transfert en réflexion de la cavité pour deux finesse différentes avec  $\rho_1 = \rho_2$  et  $P_1 = 0$ .

le voir sur la figure 3.6d. Alors que pour les applications où l'on recherche une puissance intra-cavité maximale comme la génération d'harmoniques [108, 109] ou l'interaction Compton inverse [33], le régime de sur-couplage est le plus intéressant car c'est celui qui présente le gain le plus important comme indiqué sur la figure 3.6c. Cependant, l'augmentation du gain intra-cavité et donc de l'intensité intra-cavité en régime de sur-couplage n'a jamais été testée expérimentalement à notre connaissance. Par conséquent, nous avons choisi le régime de couplage optimal pour lequel  $\rho_1 = \rho_2$ .

## B Régime impulsionnel

Nous avons vu dans la section 1.1 que les oscillateurs lasers à blocage de modes comme ceux utilisés pour notre expérience de diffusion Compton inverse, émettent un train d'impulsions correspondant à un peigne de fréquences dans l'espace des fréquences. Nous ne sommes donc plus en présence d'un mode unique comme dans le régime continu étudié précédemment mais d'une infinité de modes. Il faut donc reproduire l'étude précédente sur un seul mode mais en sommant maintenant sur tous les modes de l'oscillateur laser. Les trois champs électriques étudiés précédemment s'expriment alors selon les équations suivantes :

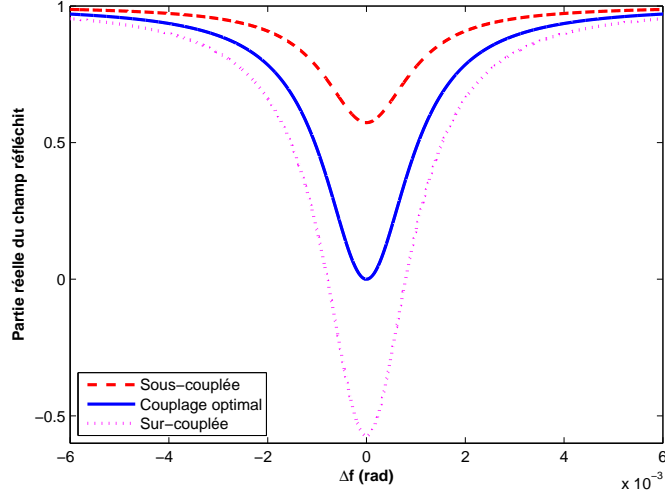
$$E_{circ} = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \frac{\sqrt{1 - P_1 - \rho_1^2}}{1 - \rho_1 \rho_2 \exp(-i\Phi)} E_{m,inc} \quad (3.29)$$

$$E_{ref} = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \frac{\rho_1 \exp(-i\varphi_1) - \rho_2 \exp(-i\Phi) [2\rho_1^2 \cos(\varphi_1) - (1 - P_1) \exp(i\varphi_1)]}{1 - \rho_1 \rho_2 \exp(-i\Phi)} E_{m,inc} \quad (3.30)$$

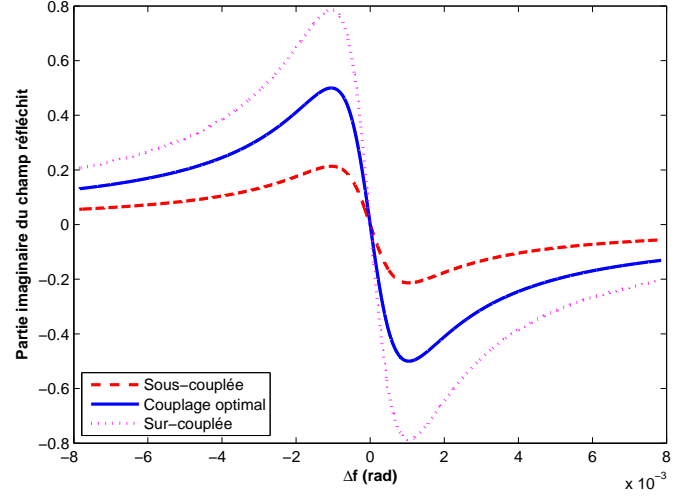
$$E_{trans} = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \frac{\sqrt{1 - P_1 - \rho_1^2} \sqrt{1 - P_2 - \rho_2^2} \exp\left(\frac{-2i\pi\nu_m L}{c}\right)}{1 - \rho_1 \rho_2 \exp(-i\Phi)} E_{m,inc} \quad (3.31)$$

## Résonance

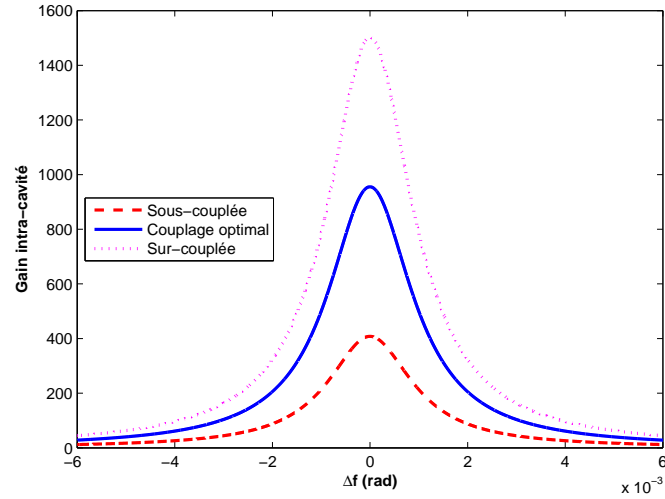
Nous avons vu dans la section 1.1 que le peigne de fréquences d'un train d'impulsions peut être modifié via deux paramètres. Un paramètre de dilatation qui est la fréquence de répétition  $f_{rep}$



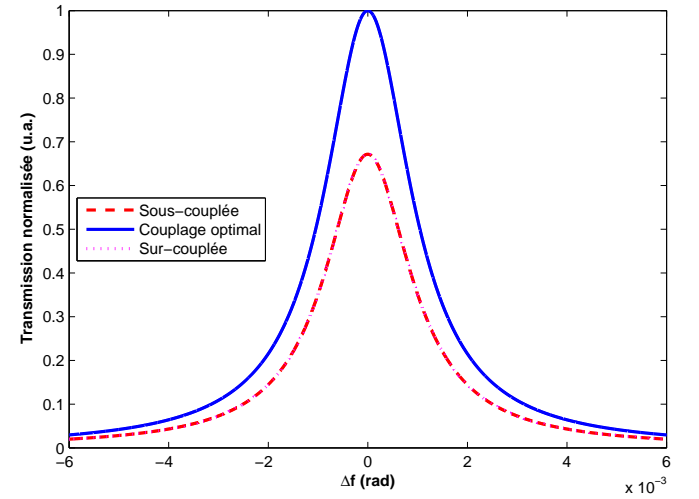
(a) Module réflexion



(b) Phase réflexion



(c) Gain intra-cavité



(d) Transmission

FIGURE 3.6 – Comportement pour une finesse de 3000 avec différentes valeurs de  $\rho_1$  et  $\rho_2$  et  $P_1 = 0$ . Dans le régime de sous-couplage,  $\rho_1 > \rho_2$  avec  $\rho_1 \simeq 0,99978$  et  $\rho_2 \simeq 0,99918$ . Dans le régime de couplage optimal,  $\rho_1 = \rho_2 \simeq 0,99948$ . Dans le régime de sur-couplage,  $\rho_1 < \rho_2$  avec  $\rho_1 \simeq 0,99918$  et  $\rho_2 \simeq 0,99979$ .

et un paramètre de translation qui est la phase enveloppe-porteuse  $\Delta\phi_{ce}$ . La figure 3.7 présente le principe de l'effet de ces deux paramètres sur l'accord entre les raies de la cavité Fabry-Perot et les modes d'un oscillateur laser pulsé. Nous remarquons sur la figure 3.7a que, lorsque la raie du mode central d'un oscillateur laser est superposée à une raie de la cavité FP, une variation de la fréquence de répétition va entraîner une dilatation des raies des modes optiques lorsque  $f_{rép}$  augmente comme présenté sur la figure ou une compression de celles-ci lorsque  $f_{rép}$  diminue. En revanche, une variation de la phase enveloppe-porteuse va entraîner un décalage de toutes les raies de l'oscillateur laser en régime impulsif. La figure 3.7b présente cet effet lorsque la fréquence de répétition est égale à l'ISL de la cavité Fabry-Perot. Nous remarquons donc qu'il est nécessaire d'avoir une condition sur ces deux paramètres pour que le champ électrique entre en résonance dans la cavité Fabry-Perot. Nous allons donc définir ces conditions ci-dessous. Notons cependant que nous n'allons pas encore introduire le terme  $\delta\varphi_0(\nu_m - \nu_0)$ . Nous avons vu dans la section 1.1 que  $\nu_m = mf_{rép} + f_{rép} \frac{\Delta\phi_{ce}}{2\pi}$ . En

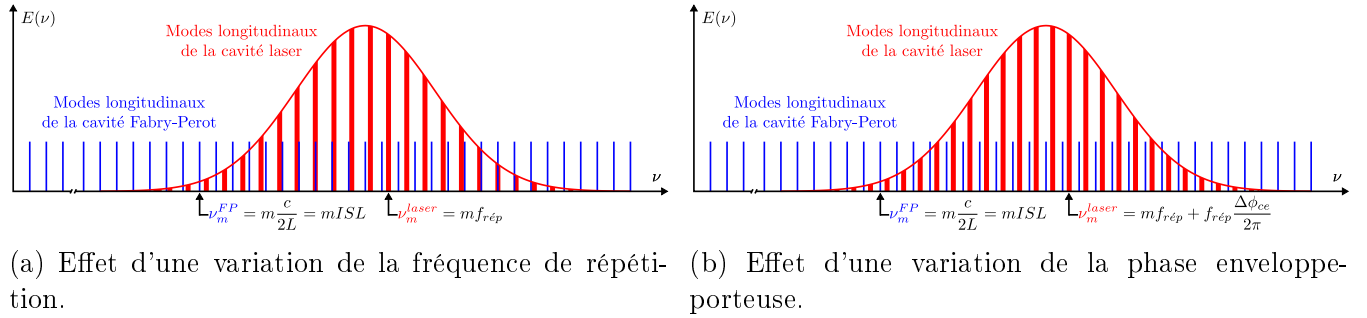


FIGURE 3.7 – Effet d'une variation de la fréquence de répétition (3.7a) et de la phase enveloppe-porteuse (3.7b) sur l'accord entre les modes longitudinaux d'une cavité Fabry-Perot et le peigne de fréquences d'un oscillateur laser en régime impulsif.

remplaçant  $\nu_m$  dans l'équation 3.14 par cette expression, nous obtenons l'expression suivante après quelques manipulations :

$$\Phi(\nu_m) = m\pi f_{rép} \left( \frac{4L}{c} + \frac{\varphi'_0}{\pi} \right) + \left[ f_{rép} \frac{\Delta\phi_{ce}}{2\pi} \left( \frac{4L}{c} + \frac{\varphi'_0}{\pi} \right) + \varphi_0 - \nu_0 \varphi'_0 \right] = 2p_m\pi \quad (3.32)$$

Nous pouvons donc écrire  $\Phi(\nu_m) = 2\pi(mx + y) = 2p_m\pi$  avec  $p_m \in \mathbb{Z}$  et obtenir des conditions sur  $x$  et  $y$  :

$$\begin{aligned} \forall m, n \in \mathbb{Z} : \begin{cases} \Phi(\nu_m) = 2p_m\pi \\ \Phi(\nu_{m+n}) = 2p_{m+n}\pi \end{cases} &\Rightarrow \begin{cases} mx + y = p_m \\ (m+n)x + y = p_{m+n} \end{cases} \\ \Rightarrow nx = p_{m+n} - p_m &\Rightarrow nx \in \mathbb{Z} \forall n \in \mathbb{Z} \Rightarrow x \in \mathbb{Z} \Rightarrow y \in \mathbb{Z} \end{aligned} \quad (3.33)$$

Or, d'après l'équation 3.32, nous avons :

$$x = f_{rép} \left( \frac{4L}{c} + \frac{\varphi'_0}{\pi} \right) \quad (3.34)$$

ce qui revient à écrire :

$$f_{rép} = x \frac{c}{4L + \frac{c\varphi'_0}{\pi}} = xISL \quad (3.35)$$

Nous voyons alors que la première condition pour que le faisceau de l'oscillateur laser entre en résonance dans la cavité Fabry-Perot est que sa fréquence de répétition soit égale à un nombre entier de

fois l'intervalle spectral libre de la cavité Fabry-Perot.

Cherchons maintenant la condition sur la phase entre la porteuse et son enveloppe. Premièrement,  $\forall m \in \mathbb{Z}$  nous avons  $y = 2p_m - mx$  ce qui implique :

$$f_{rép} \frac{\Delta\phi_{ce}}{2\pi} \left( \frac{4L}{c} + \frac{\varphi'_0}{\pi} \right) + \varphi_0 - \nu_0 \varphi'_0 = 2p_m - mx \quad (3.36)$$

En utilisation l'équation 3.34, nous obtenons alors :

$$\Delta\phi_{ce} = \frac{2\pi}{x} (2p_m - mx - \varphi_0 + \nu_0 \varphi'_0) \quad (3.37)$$

Dans le cadre de notre expérience  $x=1$  et  $p_m = m$ . La condition sur  $\Delta\phi_{ce}$  s'écrit donc :

$$\Delta\phi_{ce} = \frac{2\pi}{x} (-\varphi_0 + \nu_0 \varphi'_0) \quad (3.38)$$

que nous pouvons aussi écrire sous la forme d'un décalage de tout le peigne de fréquences  $f_{ce}$  d'après l'équation 1.8 :

$$f_{ce} = \frac{2\pi c}{4L + \frac{c\varphi'_0}{\pi}} (-\varphi_0 + \nu_0 \varphi'_0) \quad (3.39)$$

Nous avons donc défini les deux conditions de résonance sur les paramètres du peigne de fréquences et résumons celles-ci ci-dessous :

- La condition sur l'écart entre deux raies du peigne de fréquences.

$$f_{rép} = x \frac{c}{4L + \frac{c\varphi'_0}{\pi}} = xISL$$

- La condition sur la position de la première raie du peigne de fréquences par rapport à l'origine des fréquences :

$$f_{ce} = \frac{2\pi c}{4L + \frac{c\varphi'_0}{\pi}} (-\varphi_0 + \nu_0 \varphi'_0)$$

Maintenant, si nous ajoutons le termes intégrant les ordres supérieurs du déphasage, la condition sur  $\Delta\phi_{ce}$  devient :

$$\phi_{ce} = \frac{2\pi}{x} (2p_m - \varphi_0 + \nu_0 \varphi'_0 - \delta\varphi(\nu_m - \nu_0)) \quad (3.40)$$

Nous nous apercevons alors que la valeur  $\phi_{ce}$  va dépendre du mode. En fait, cela signifie que les raies de la cavité Fabry-Perot sont légèrement décalées par rapport à leur position à l'ordre 1 et que si nous voulions superposer parfaitement tous les modes du champ électrique de l'oscillateur laser sur les raies de la cavité Fabry-Perot, il faudrait pouvoir agir sur tous les modes de façon indépendante. Or, cela n'étant pas possible, en régime pulsé, il est impossible que tous les mode du champ électrique de l'oscillateur laser se superposent parfaitement aux raies d'une cavité Fabry-Perot. Si l'on reprend l'équation 3.20 en y ajoutant les ordre supérieurs du déphasage, nous obtenons alors :

$$ISL = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{\left(2L + \frac{c\varphi'_0}{\pi}\right)} \left( -\frac{\delta\varphi(\nu_{m+1} - \nu_0) - \delta\varphi(\nu_m - \nu_0)}{\pi} \right) \quad (3.41)$$

Nous nous apercevons alors que ce phénomène peut être expliqué par une légère variation de l'*ISL* entre chaque raie du fait du terme  $\delta\varphi(\nu_m - \nu_0)$  lié à la dispersion sur les miroirs. Nous nous rendons alors compte que pour une cavité Fabry-Perot présentant un déphasage donné, plus le champ électrique incident a un spectre optique large et plus ce décalage a un effet important. En effet, la fraction des raies du peigne de fréquences du champ électrique du faisceau laser superposée aux modes longitudinaux de la cavité Fabry-Perot diminue d'autant plus que le peigne de fréquences est large. Nous nous proposons donc de quantifier l'effet que cela a sur la puissance intra-cavité. Pour cela, nous définissons une variable nommée couplage spectral  $\beta$  correspondant au gain intra-cavité incluant tous les déphasages divisé par le celui-ci pour les ordres supérieurs du déphasage nuls. Son expression est donnée par :

$$\beta = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \frac{1 + (\rho_1(\nu_m)\rho_2(\nu_m))^2 - 2\rho_1(\nu_m)\rho_2(\nu_m)}{1 + (\rho_1(\nu_m)\rho_2(\nu_m))^2 - 2\rho_1(\nu_m)\rho_2(\nu_m)\cos(\delta\varphi(\nu_m - \nu_0))} \quad (3.42)$$

À titre d'exemple, nous calculons l'évolution de ce couplage spectral pour une cavité Fabry-Perot deux miroirs en fonction de sa finesse pour des champs électriques incidents de différentes largeurs spectrales et pour deux enveloppes différentes : Gaussienne et sécante hyperbolique. Les miroirs simulés sont constitués de doubles couches  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  et  $\text{SiO}_2$  dont le nombre dépend de leur réflectivité et donc de la finesse de la cavité Fabry-Perot souhaitée. Le déphasage est calculé à partir des indices de réfraction des multicouches qui sont calculés via les coefficients de Sellmeier. Le graphique sur la figure 3.8 présente les résultats de ces simulations. Nous remarquons que le couplage spectral

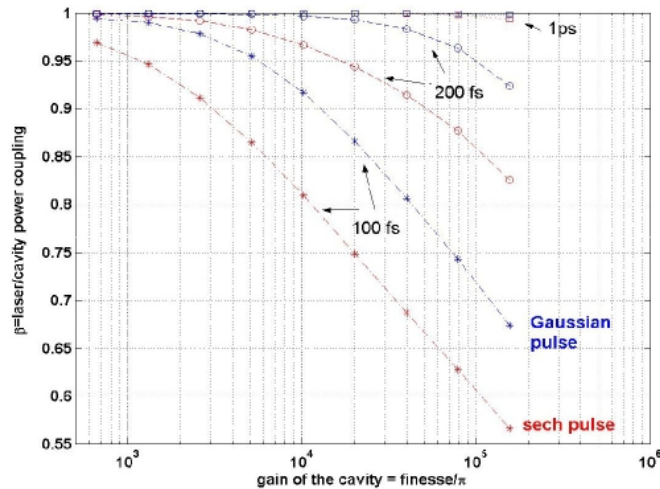


FIGURE 3.8 – Évolution du couplage spectral en fonction de la finesse de la cavité Fabry-Perot pour des champs électriques présentant des enveloppes Gaussienne et sécante hyperbolique de différentes durées.

diminue plus rapidement avec la finesse lorsque la largeur spectrale augmente mais aussi que cette diminution est plus importante pour les enveloppes de forme sécante hyperbolique que pour celles de forme Gaussienne. Cela provient du fait que pour une même largeur spectrale, un spectre en forme de sécante hyperbolique présente plus de puissance dans ses extrémités qu'un spectre en forme de Gaussienne. Cependant, nous pouvons voir que d'après cette simulation, la perte de couplage induite sur un train d'impulsions en régime picoseconde est négligeable pour des finesse de cavité inférieures à 30000.



### 3.1.2 Cavité Fabry-Perot quatre miroirs

  présent que le fonctionnement fréquenciel d'une cavité Fabry-Perot deux miroirs a été complètement explicité, nous utilisons les équations obtenues dans 3.1.1 et les convertissons pour le cas d'une cavité Fabry-Perot quatre miroirs sans refaire tous les calculs. Nous nous plaçons dans le cas où la cavité Fabry-Perot est sous vide, le terme d'absorption linéique  $\mu$  est donc nul et la vitesse de groupe  $v_g(\nu_m)$  est indépendante du mode et égale à la vitesse de la lumière dans le vide,  $c$ . Si nous reprenons les équations 3.29 et 3.30 et les adaptons pour une cavité Fabry-Perot quatre miroirs, nous obtenons le système d'équations suivant :

$$E_{circ} = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \frac{\sqrt{1 - P_1 - \rho_1^2}}{1 - \rho_1 \rho_2 \rho_3 \rho_4 \exp\left(-i \frac{2\pi \nu_m (L_1 + L_2 + L_3 + L_4)}{c}\right)} E_{m,inc} \quad (3.43)$$

$$E_{ref} = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} i \frac{\left(\rho_1 - \rho_2 \rho_3 \rho_4 \exp\left(i \frac{2\pi \nu_m (L_1 + L_2 + L_3 + L_4)}{c}\right)\right) (1 - P_1)}{1 - \rho_1 \rho_2 \rho_3 \rho_4 \exp\left(i \frac{2\pi \nu_m (L_1 + L_2 + L_3 + L_4)}{c}\right)} E_{m,inc} \quad (3.44)$$

$$(3.45)$$

Les différents champs électriques transmis ne sont pas explicités car il y en a un pour chacun des trois miroirs de sorties mais ils peuvent être facilement calculés à partir de  $E_{circ}$ . Nous remarquons que si nous posons  $\rho_{bis} = \rho_2 \rho_3 \rho_4$  et  $L = L_1 + L_2 + L_3 + L_4$ , nous obtenons exactement les mêmes équations que pour les cavités Fabry-Perot deux miroirs à un facteur 2 près sur  $L$  découlant du fait que dans la cavité Fabry-Perot deux miroirs,  $L$  est la longueur de la cavité Fabry-Perot et donc  $2L$  est celle d'un aller retour. Finalement, nous pouvons conclure que du point de vue de l'empilement cohérent d'impulsions, une cavité Fabry-Perot quatre miroirs présente un comportement similaire à une cavité Fabry-Perot deux miroirs. Cependant, une différence est qu'à finesse identique, les réflectivités des miroirs 2, 3 et 4 de la cavité Fabry-Perot quatre miroirs sont plus importants que la réflectivité du second miroir de la cavité Fabry-Perot deux miroirs.

### 3.1.3 Choix des coefficients de réflexion pour notre cavité Fabry-Perot quatre miroirs

Comme nous l'avons vu, la finesse de notre cavité Fabry-Perot est définie par les coefficients de réflexion  $r_i$  de ses miroirs. Pour le projet Mighty Laser, nous avons choisi de commencer les premiers tests avec une finesse de 3000 en régime de couplage optimal car ces condition ont déjà été testées au LAL en régime impulsionnel avec une cavité Fabry-Perot deux miroirs. Cela correspond donc à un gain intra-cavité  $G_m \simeq 1000$ . Nous prenons donc  $r_1 = r_2 r_3 r_4$  avec  $r_1$  le coefficient de réflexion du miroir d'entrée  $M_1$  pour les raisons expliquées dans la section 3.1.1. Par conséquent, nous avons  $r_1 \simeq 1-1060$  ppm et  $r_1 \simeq r_1 \simeq r_1 \simeq 1-330$  ppm comme nous pouvons le voir sur la table 3.1. Les revêtements di electriques des miroirs ont été réalisés au LMA. Finalement, en utilisant les données de la table 3.1 nous obtenons un gain intra-cavité d'approximativement 997.

Miroir	Absorption à 1064 nm (ppm)	Diffusion à 1064 nm (ppm)	Transmission moyenne à 1064 nm au centre (ppm)	Transmission simulée à 1035 nm (ppm)
P <sub>1</sub>	1	3	1030	1060
P <sub>2</sub>	0,68	2,5	410	332
S <sub>1</sub>	0,62	2	360	334
S <sub>2</sub>	0,64	3	375	334

TABLE 3.1 – Propriétés des miroirs diélectriques données pour une incidence moyenne de  $6,9^\circ$ .

## 3.2 Méthodes d’asservissement

Il a été montré dans la section 3.1 que pour que le champ électrique de l’oscillateur laser résonne dans une cavité Fabry-Perot, le peigne de fréquence de ce dernier doit se superposer aux modes longitudinaux de la cavité Fabry-Perot et que plus la finesse de celle-ci augmente et plus la précision de cette superposition doit augmenter sous peine de voir le gain diminuer drastiquement. Pourtant, malgré toute la précision et la stabilité que nous pouvons avoir pour une cavité laser ou Fabry-Perot, cela ne suffit pas pour avoir du gain lorsque la finesse de la cavité Fabry-Perot est importante. Il est donc nécessaire d’avoir un asservissement du peigne de fréquence de l’oscillateur laser par rapport aux modes longitudinaux de la cavité Fabry-Perot, ou de la cavité Fabry-Perot par rapport à l’oscillateur laser, en déplaçant des optiques dans l’un ou l’autre des résonateurs et l’un ou l’autre asservissement est utilisé selon l’application désirée. Nous avons choisi un asservissement de l’oscillateur laser sur la cavité Fabry-Perot pour plusieurs raisons :

- les miroirs de la cavité Fabry-Perot sont plus lourds que ceux de la cavité laser, la bande passante de l’asservissement de la fréquence de répétition en serait donc diminué,
- nous désirons pouvoir utiliser les wedges dans la cavité laser pour le contrôle de  $\Delta\phi_{CE}$ ,
- cela nous donne la possibilité d’ajouter un EOM dans la cavité laser pour augmenter la bande passante de l’asservissement de la fréquence de répétition.

Plusieurs méthodes d’asservissement ont été développées depuis la première méthode de stabilisation d’un oscillateur *microwave* par Robert Vivian Pound en 1946 [110, 111]. Les plus connues sont les méthodes dites de Hänsch-Couillaud [112] développée par Theodor Wolfgang Hänsch et Bernard Couillaud et Pound-Drever-Hall (PDH) [113]. Plus récemment de nouvelles méthodes sont apparues comme la méthode Tilt Locking [114]. Dans notre cas, c’est la méthode Pound-Drever-Hall qui est utilisée.

### 3.2.1 La méthode Pound-Drever-Hall

Afin d’asservir la fréquence de répétition d’un oscillateur laser à une cavité Fabry-Perot, il faut premièrement que la fréquence de répétition soit assez proche d’un nombre entier de fois l’*ISL* de la cavité Fabry-Perot. Dans notre cas, ce nombre entier est 1. L’évolution de la partie réelle du champ électrique en réflexion à proximité d’une résonance donnée par l’équation 3.27 est présentée sur la figure 3.5a. Cette intensité nous donne une information sur la proximité de la résonance mais elle ne permet pas de savoir si la fréquence de répétition est légèrement supérieure ou inférieure à l’*ISL* de la cavité Fabry-Perot. Cependant, si nous regardons la partie imaginaire du champ électrique réfléchi, présentée sur la figure 3.5b, nous remarquons que si nous pouvons obtenir cette information, nous sommes alors en mesure de savoir dans quel sens nous devons faire varier la fréquence de répétition

pour se rapprocher de la résonance. Finalement, le principe de la méthode PDH est de donner un moyen de connaître cette partie imaginaire qui nous donne un signal d'erreur. Nous nous proposons donc d'expliquer comment ce signal d'erreur est obtenu.

Dans le but de décrire l'obtention de ce signal d'erreur, nous nous proposons de suivre le calcul de [115] pour le champ électrique d'un oscillateur laser en régime impulsionnel. Cependant, plutôt que d'exprimer le champ électrique par une somme d'impulsions comme dans la section 1.1, nous l'écrivons maintenant comme une somme de modes. Les deux expressions sont équivalentes, cependant celle-ci simplifie les calculs qui suivent. Le champ électrique s'écrit alors selon :

$$E(t) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \varepsilon_n \exp(i(\omega_n t + \phi_0)) \quad (3.46)$$

Afin d'obtenir le signal d'erreur, une modulation en phase du champ électrique incident sur la cavité Fabry-Perot est nécessaire. Celle-ci est effectuée par un EOM. En ajoutant cette modulation de phase de fréquence  $\Omega$  et de profondeur  $\beta$  induite par l'EOM et en négligeant la modulation d'amplitude résiduelle (RAM<sup>1</sup>) nous obtenons :

$$\begin{aligned} E_{inc}(t) &= E(t) \exp(i\beta \sin(\Omega t)) \\ &= \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \varepsilon_n \exp(i(\omega_n t + \phi_0)) \exp(i\beta \sin(\Omega t)) \end{aligned} \quad (3.47)$$

Or, nous pouvons développer la modulation en série de Bessel selon :

$$\exp(i\beta \sin(\Omega t)) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} J_m(\beta) \exp(im\Omega) \quad (3.48)$$

Afin d'obtenir un signal d'erreur avec la méthode PDH, nous n'avons besoin que de deux bandes latérales et donc d'une profondeur de modulation  $\beta$  assez faible soit  $J_m(\beta) \simeq 0$  pour tout  $m \geq 2$ . En enlevant la phase entre la porteuse et son enveloppe pour simplifier l'expression, nous obtenons alors :

$$\begin{aligned} E_{inc}(t) &= \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \varepsilon_n \exp(i\omega_n t) (J_{-1}(\beta) \exp(-i\Omega) + J_0(\beta) + J_1(\beta) \exp(i\Omega)) \\ &= \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \varepsilon_n (J_0(\beta) \exp(i\omega_n t) + J_1(\beta) \exp(i(\omega_n + \Omega)t) - J_1(\beta) \exp(i(\omega_n - \Omega)t)) \end{aligned} \quad (3.49)$$

Afin de calculer le champ électrique réfléchi, nous utilisons la fonction de transfert de la cavité  $R(\omega)$  définie dans l'équation 3.28. Le champ réfléchi s'écrit alors selon :

$$E_{ref}(t) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \varepsilon_n \left\{ \begin{aligned} &R(\omega_n) J_0(\beta) \exp(i\omega_n t) \\ &+ R(\omega_n + \Omega) J_1(\beta) \exp(i(\omega_n + \Omega)t) \\ &- R(\omega_n - \Omega) J_1(\beta) \exp(i(\omega_n - \Omega)t) \end{aligned} \right\} \quad (3.50)$$

---

1. RAM modes signifie *Residual Amplitude Modulation*.

Comme nous l'avons expliqué précédemment, un système de détection tel qu'une photodiode ne perçoit que l'intensité d'un signal  $I_{ref}(t) = E_{ref}(t) \cdot E_{ref}^*(t)$  qui dans le cas présent s'exprime selon :

$$I_{ref}(t) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \varepsilon_n \varepsilon_m^* \left\{ \begin{array}{l} R(\omega_n) R^*(\omega_m) J_0^2(\beta) \exp(i(\omega_n - \omega_m)t) \\ + R(\omega_n) R^*(\omega_m + \Omega) J_0(\beta) J_1(\beta) \exp(i(\omega_n - \omega_m - \Omega)t) \\ - R(\omega_n) R^*(\omega_m - \Omega) J_0(\beta) J_1(\beta) \exp(i(\omega_n - \omega_m + \Omega)t) \\ + R(\omega_n + \Omega) R^*(\omega_m) J_1(\beta) J_0(\beta) \exp(i(\omega_n - \omega_m + \Omega)t) \\ + R(\omega_n + \Omega) R^*(\omega_m + \Omega) J_1^2(\beta) \exp(i(\omega_n - \omega_m)t) \\ - R(\omega_n + \Omega) R^*(\omega_m - \Omega) J_1^2(\beta) \exp(i(\omega_n - \omega_m + 2\Omega)t) \\ - R(\omega_n - \Omega) R^*(\omega_m) J_1(\beta) J_0(\beta) \exp(i(\omega_n - \omega_m - \Omega)t) \\ - R(\omega_n - \Omega) R^*(\omega_m + \Omega) J_1^2(\beta) \exp(i(\omega_n - \omega_m - 2\Omega)t) \\ + R(\omega_n - \Omega) R^*(\omega_m - \Omega) J_1^2(\beta) \exp(i(\omega_n - \omega_m)t) \end{array} \right\} \quad (3.51)$$

Afin de simplifier la lecture de ce manuscrit, le détail de ce calcul n'est pas présenté et nous n'exprimons ici que l'intensité du champ électrique réfléchi selon :

$$I_{ref}(t) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} |\varepsilon_n|^2 (\Im(R(\omega_n)) \beta \sin(\Omega t)) \quad (3.52)$$

Nous voyons que nous avons un signal d'erreur s'exprimant selon la partie imaginaire du champ électrique et la figure 3.9 présente son évolution autour d'une résonance. Ce signal est ensuite analysé par un système électronique et un signal de correction est envoyé dans les différents acteurs de l'oscillateur laser. Le développement de ce système électronique n'étant pas l'objet de cette thèse, nous n'en parlons pas ici.

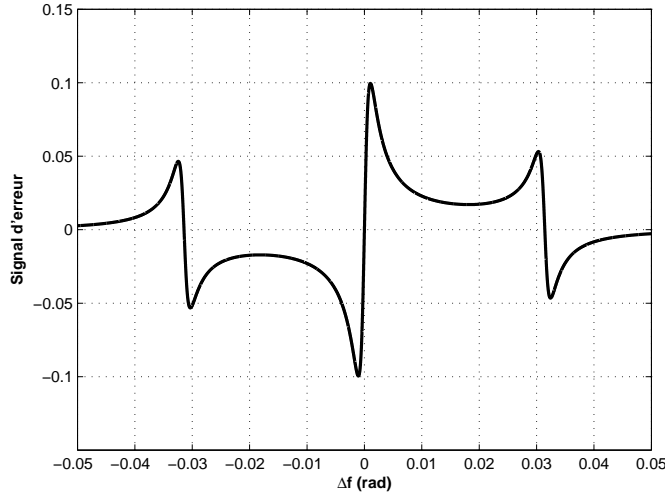


FIGURE 3.9 – Évolution du signal d'erreur autour d'une résonance.

### 3.3 Description de la cavité utilisée

Nous avons vu dans l'introduction de ce manuscrit que le point critique de l'interaction Compton inverse est sa luminosité. Nous allons donc maintenant nous intéresser à l'influence de la cavité

Fabry-Perot sur cette luminosité. Sa géométrie a une influence sur la taille du mode optique au point d'interactions, sur l'angle de croisement ainsi que sur la polarisation du champ électrique et sa longueur a une influence sur la fréquence de répétition des impulsions laser et donc de celle des collisions. Si nous regardons l'équation 8 définissant la luminosité de l'interaction Compton inverse, nous voyons qu'idéalement, plus ces paramètres sont petits et plus la luminosité de l'interaction augmente. Cependant la complexité et la stabilité mécanique de la cavité Fabry-Perot augmente avec la diminution de ces paramètres. Nous nous proposons donc d'étudier leur évolution afin de faire un choix raisonnable quand à la géométrie de la cavité Fabry-Perot.

Premièrement, regardons l'évolution de la luminosité d'interaction en fonction de l'angle de croisement pour différentes durées d'impulsions laser présenté sur la figure 3.10. Nous remarquons alors

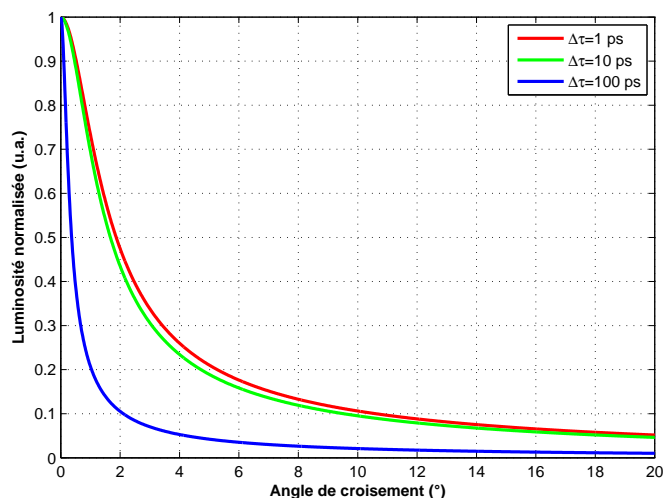


FIGURE 3.10 – Variation de la luminosité de l'interaction Compton inverse en fonction de l'angle de croisement pour trois durées d'impulsions laser différentes. Les paramètres liés aux paquets d'électrons sont ceux présentés dans la table 2.1. Le waist du faisceau laser au point d'interaction est respectivement de 26  $\mu\text{m}$  et 38  $\mu\text{m}$  dans les plans horizontal et vertical.

que la luminosité diminue très rapidement lorsque l'angle augmente et que cette diminution est d'autant plus importante que la durée des impulsions laser est grande. Nous voyons alors que la cavité Fabry-Perot doit être construite de telle sorte que les miroirs sphériques soient le plus proche possible du faisceau d'électrons et aussi éloignés l'un de l'autre que possible.

Deuxièmement, regardons l'évolution de la luminosité d'interaction en fonction de la taille du faisceau laser au point d'interaction dans les deux plans pour différentes durées d'impulsions laser présenté sur la figure 3.11. Dans un premier temps, regardons l'impact des variations de la taille du faisceau laser dans le plan horizontal présenté sur la figure 3.11a. Nous voyons que celui-ci est assez faible et qu'un waist de quelques centaines de micromètres est acceptable. Cela est dû au fait que la taille des paquets d'électrons dans ce plan est d'approximativement 110  $\mu\text{m}$ . Dans un second temps, regardons l'impact des variations de la taille du faisceau laser dans le plan vertical présenté sur la figure 3.11b. Nous voyons alors que, contrairement à celui des variations dans le plan horizontal, l'impact est maintenant plus important et qu'un waist inférieur à environ 30  $\mu\text{m}$  est nécessaire. Cela est dû au fait que la taille des paquets d'électrons dans ce plan est d'approximativement 10  $\mu\text{m}$ . Cependant, la durée des impulsions n'a pas d'impact sur cette variation.

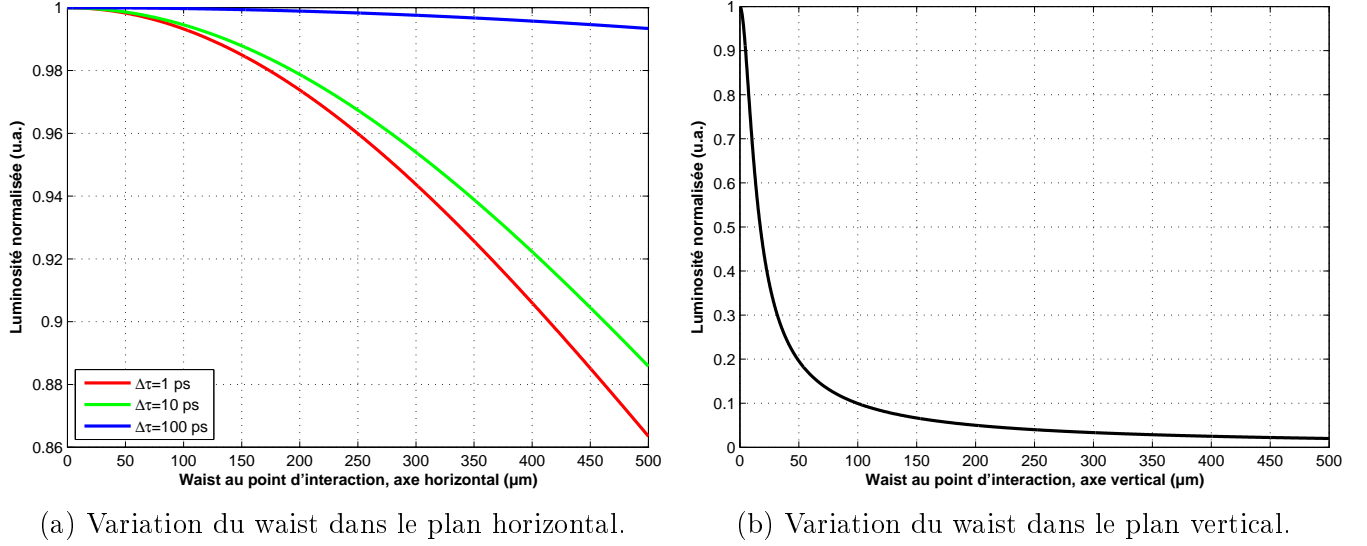


FIGURE 3.11 – Variation de la luminosité de l’interaction Compton inverse en fonction du waist du faisceau laser au point d’interaction pour trois durées d’impulsions laser différentes. Notons que pour une variation du waist dans le plan vertical, les courbes des trois durées se superposent. Les paramètres liés aux paquets d’électrons sont ceux présentés dans la table 2.1. L’angle de croisement est de  $8,05^\circ$  ce qui correspond à notre cas comme nous le verrons plus loin dans cette section.

### 3.3.1 Description mécanique

Comme nous l’avons vu précédemment, une taille de faisceau la plus petite possible au point d’interaction est nécessaire pour avoir un flux de rayons gamma produits important, et tout particulièrement selon l’axe vertical dans notre cas. Typiquement, quelques dizaines de micromètres sont nécessaires. Cela signifie que les cavités Fabry-Perot deux miroirs ne sont pas la bonne solution puisqu’une telle taille de faisceau correspond à une configuration concentrique très instable [29]. Afin d’illustrer cela, nous nous proposons de prendre une cavité Fabry-Perot composée de deux miroirs sphériques de rayon de courbure  $R$  distants d’une longueur  $L$  comme présenté sur la figure 3.12.  $C_{1,2}$  sont les centres de courbure des deux miroirs sphériques dont les axes optiques sont représentés par une ligne rouge. Nous définissons alors plusieurs paramètres.  $\varepsilon$  est la distance entre le centre de la cavité Fabry-Perot  $O$  et les centres de courbure  $C_{1,2}$  des deux miroirs sphériques,  $\Delta$  est la distance entre les axes optiques des deux miroirs sphériques et  $h$  est la distance entre le centre d’un des miroirs sphériques et l’axe optique de la cavité Fabry-Perot sur ce même miroir. Nous pouvons alors déduire

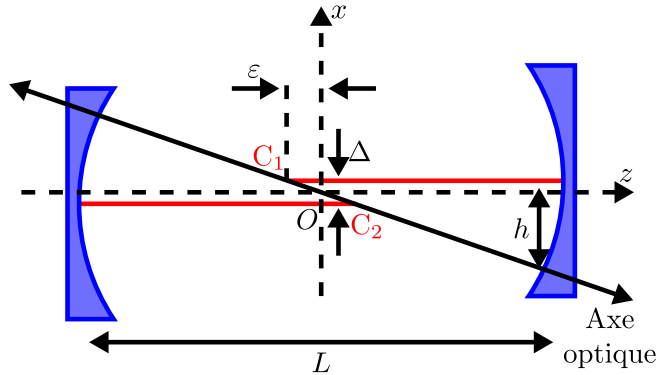


FIGURE 3.12 – Schéma d’une cavité Fabry-Perot composée de deux miroirs.

de la figure 3.12 les deux équations suivantes :

$$L = 2(R - \varepsilon) \quad (3.53)$$

$$\frac{h}{\Delta} \simeq \frac{R}{\varepsilon} \quad (3.54)$$

L'équation donnant la taille du waist du mode Gaussien fondamental au centre de la cavité Fabry-Perot est alors :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{L(2R - L)}} = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{2\varepsilon L}} \quad (3.55)$$

Dans notre cas, nous désirons avoir  $\omega_0$  le plus petit possible. La cavité Fabry-Perot doit donc être proche d'une configuration concentrique. Nous devons donc avoir  $\varepsilon \simeq 0$  et la cavité Fabry-Perot est optiquement instable pour  $\varepsilon = 0$ . Si nous nous plaçons dans le cadre de notre expérience, la fréquence de répétition de la cavité Fabry-Perot doit être de 178,5 MHz ce qui correspond à une longueur  $L \simeq 0,84$  m entre les deux miroirs sphériques. Nous prenons alors trois waists :  $\omega_1 = 46 \mu\text{m}$ ,  $\omega_2 = 69 \mu\text{m}$  et  $\omega_3 = 82 \mu\text{m}$  correspondant à trois valeurs de  $\varepsilon$ . Par conséquent, nous pouvons tracer  $h$  en fonction de  $\Delta$  pour ces trois waists sur la figure 3.13 avec les équations 3.53 et 3.54. Nous voyons alors que bien qu'étant optiquement stable, une cavité Fabry-Perot deux miroirs dans une configuration quasi concentrique est sujette à de lourdes variations de son axe optique du fait des instabilités mécaniques et n'est donc pas convenable pour notre expérience.

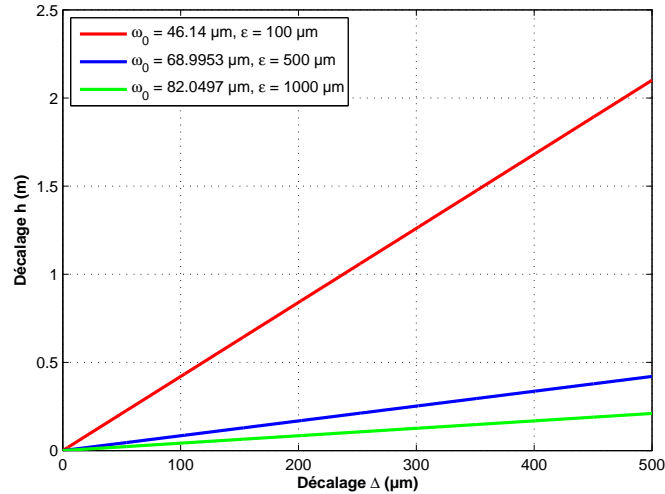


FIGURE 3.13 – Variation de la position de l'axe optique de la cavité Fabry-Perot sur les miroirs sphériques en fonction d'un déplacement de l'axe optique de l'un des miroirs sphériques.

Le choix de la cavité s'est donc porté sur une géométrie non planaire tétraédrique présentée sur la figure 3.14. Cette géométrie est choisie pour ses propriétés de stabilité ainsi que le mode propre de polarisation circulaire de son mode optique. Cela est explicité dans [116] et ne l'est donc pas dans cette section. Nous voyons que cette cavité Fabry-Perot n'a pas une géométrie classique comparée à celles généralement utilisées. Nous nous attardons donc simplement à décrire ses propriétés modales. La description des modes optiques se déroule en deux étapes. Premièrement, ceux-ci sont simulés via un calcul de matrices ABCD pour les résonateurs non-planaires [117] puis une étude expérimentale est présentée. Une fois la géométrie définie, il y a plusieurs contraintes imposées par l'ATF à prendre en compte lors de la conception de la cavité Fabry-Perot. En effet nous devons minimiser

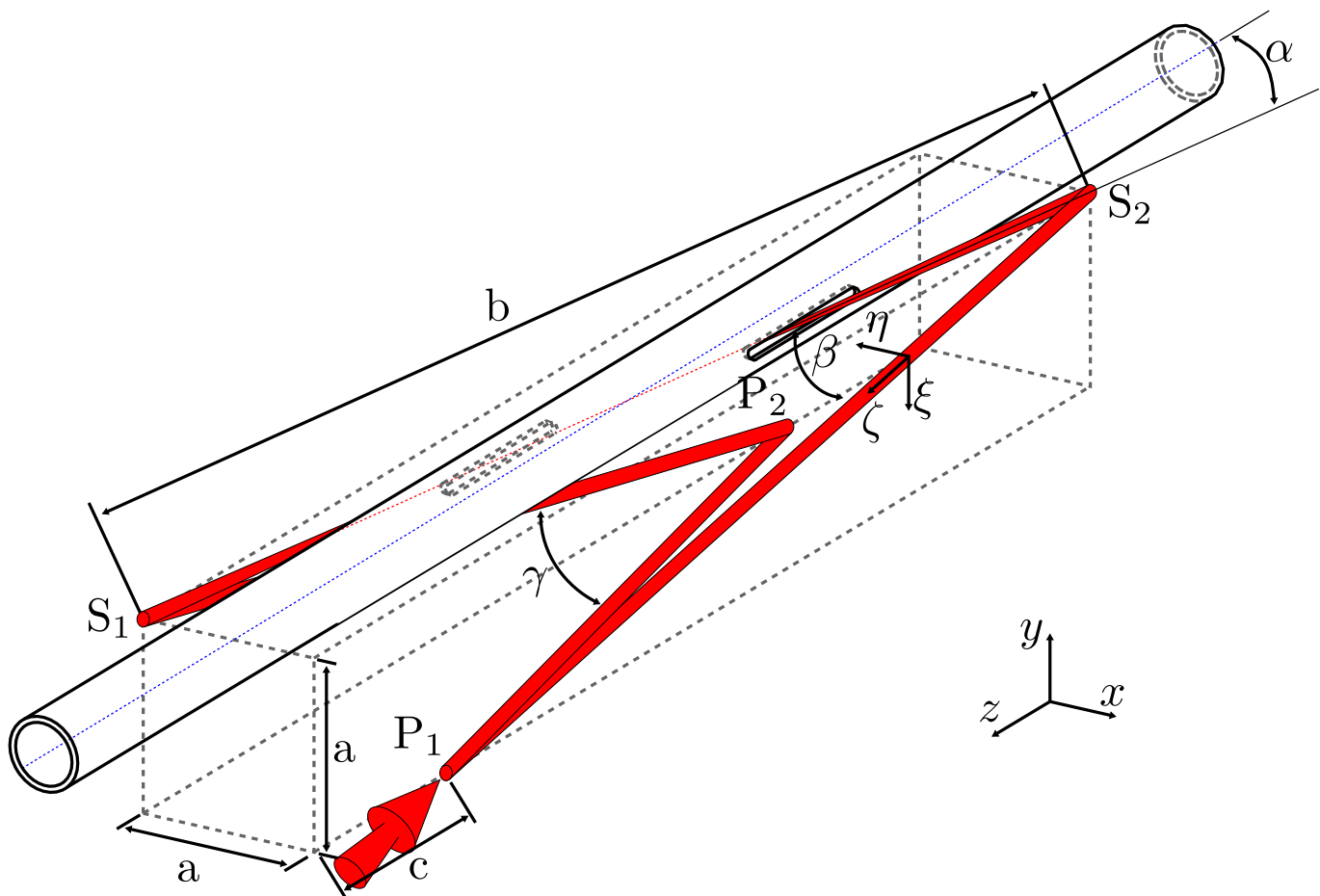


FIGURE 3.14 – Schéma de la cavité Fabry-Perot utilisée durant nos expériences.  $P_1$ ,  $P_2$  et  $S_1$  et  $S_2$  représentent respectivement les deux miroirs plans et les deux miroirs sphériques de 500 mm de rayon de courbure. Un parallélépipède est défini par  $a=70$  mm et  $b=500$  mm dans le repère de référence  $(x,y,z)$  et  $(\eta,\xi,\zeta)$  est le repère local du faisceau laser :  $\eta$  et  $\xi$  sont respectivement les axes des rayons majeur et mineur de l'ellipse et  $\zeta$  est la direction de propagation, . Les miroirs  $S_1$  et  $S_2$  se situent à proximité de ses coins et les miroirs  $P_1$  et  $P_2$  en sont décalés de  $c=81,19$  mm. Des fentes 5 mm de large sont découpées dans le tube où circule le faisceau d'électrons afin de propager le faisceau laser vers le point d'impact. L'angle de croisement entre les deux faisceaux est  $\alpha=8,05^\circ$ . Pour finir,  $\beta/2=6,25^\circ$  et  $\gamma/2=7,6^\circ$  sont respectivement les deux angles d'incidences sur  $P_1$ ,  $P_2$  et  $S_1$ ,  $S_2$ .



les perturbations que notre système induit sur le faisceau d'électrons de l'ATF et cela entraîne des contraintes dans la conception de notre cavité Fabry-Perot. Premièrement, le vide doit être fait dans la cavité Fabry-Perot et la pression en son sein doit être inférieure à  $10^{-7}$  mbar. Deuxièmement, la discontinuité induite dans l'impédance du tube où circulent les électrons doit être aussi faible que possible. Cela signifie que le tube doit se prolonger dans la cavité Fabry-Perot. Afin de permettre au faisceau laser d'interagir avec les paquets d'électrons, deux fentes sont usinées dans le tube. Pour ces fentes, l'ouverture vertical maximale acceptée par l'ATF est de 5 mm. C'est cette taille qui nous donne la divergence maximale sur le faisceau laser pour limiter les pertes par diffraction sur les deux fentes.

Afin d'ajuster finement la position des miroirs ainsi que leur inclinaison, trois moteurs peuvent agir sur leur monture afin d'avoir un contrôle de leur position de long de l'axe  $z$  ainsi que de leur inclinaison sur les axes  $x$  et  $y$ . La figure 3.15 montre un schéma Conception Assistée par Ordinateur (CAO) de la cavité ainsi que les douze moteurs. La figure 3.16 présente le passage du tube conduisant

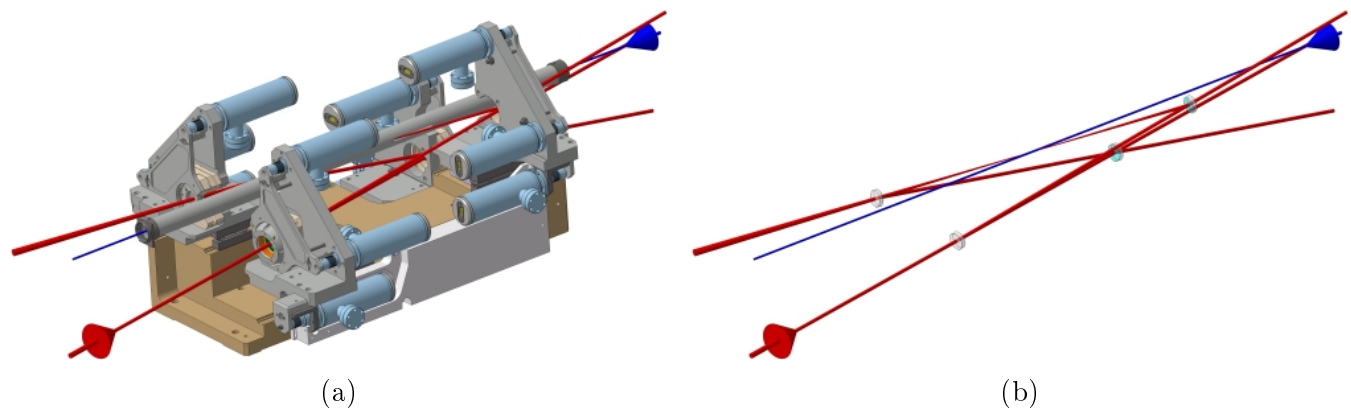


FIGURE 3.15 – Image de la cavité Fabry-Perot obtenue par CAO. La figure 3.15a présente la cavité Fabry-Perot ainsi que toute sa structure, le chemin optique du faisceau laser, le tube où circule le faisceau d'électrons. La figure 3.15b présente la cavité Fabry-Perot en vue explosée et seulement ses quatre miroirs ainsi que les deux faisceau sont représentés. CAO faite par R. Cizeron.

les électrons. Nous voyons que l'angle de croisement  $\alpha=8,05^\circ$  est le plus petit qu'il est possible de faire. Finalement, l'évolution du rayon du faisceau le long de la cavité Fabry-Perot donnée sur la figure 3.18 La taille du waist entre les deux miroirs plans est respectivement de  $1700\text{ }\mu\text{m}$  et de  $1200\text{ }\mu\text{m}$  dans les plans horizontal et vertical ou les axes  $\eta$  et  $\xi$  et la taille du waist entre les deux miroirs sphériques au point d'interaction est de  $26\text{ }\mu\text{m}$  et  $38\text{ }\mu\text{m}$  respectivement dans les plans horizontal et vertical ou les axes  $\xi$  et  $\eta$ .

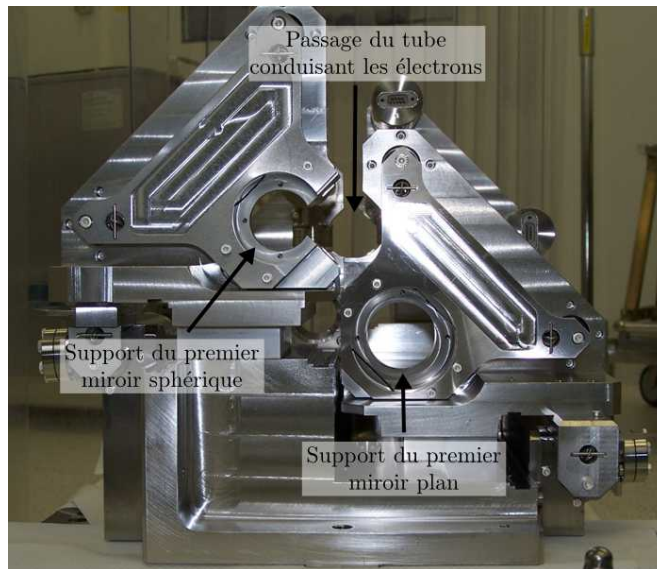


FIGURE 3.16 – Image d’une des faces de la cavité Fabry-Perot. Nous remarquons que la monture du miroir sphérique est tronquée afin d’avoir le tube aussi proche que possible du miroir dans le but d’avoir un angle de croisement aussi faible que possible. Notons que la monture du second miroir sphérique est aussi tronquée.

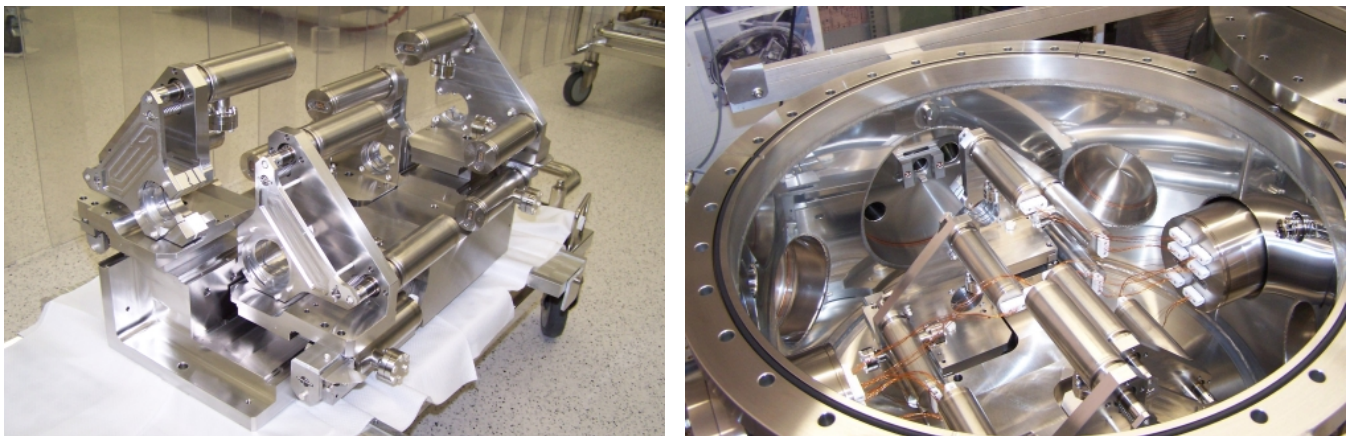


FIGURE 3.17 – Image de la cavité Fabry-Perot en dehors et dans sa gamelle.

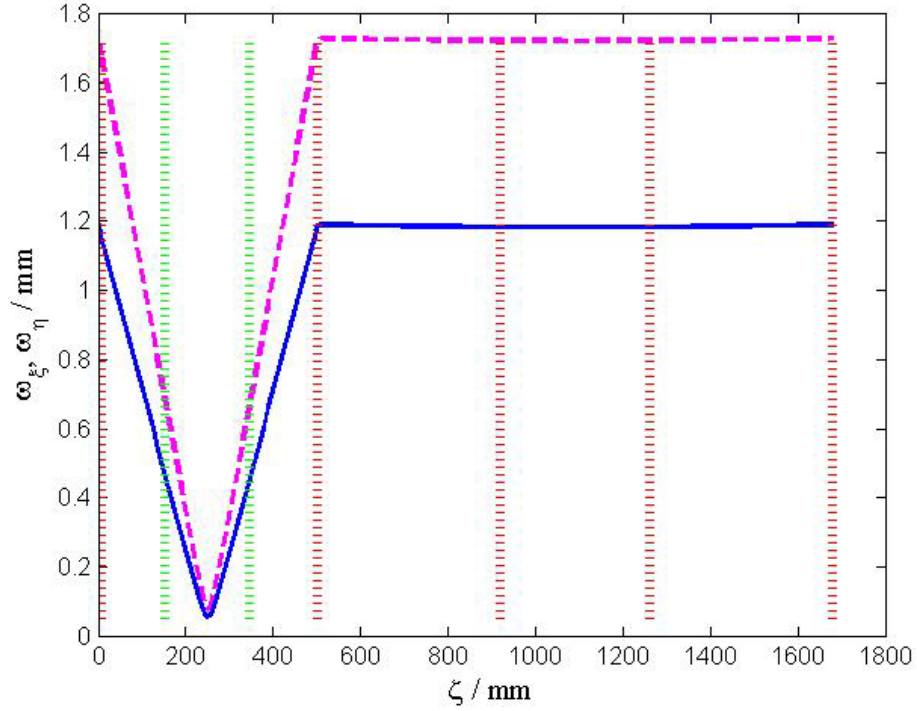
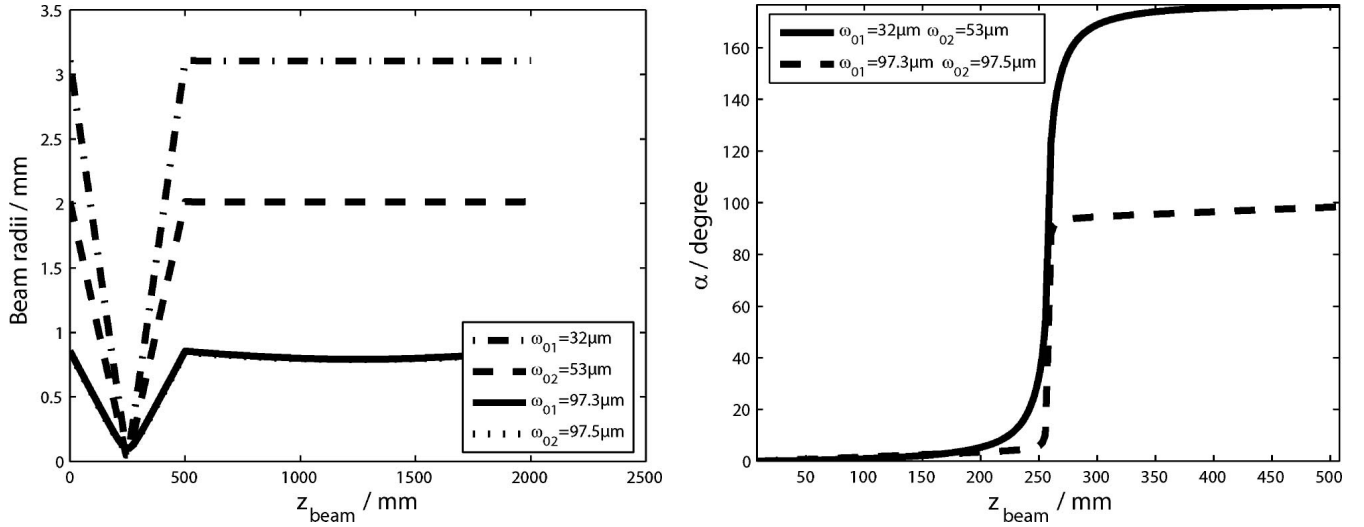


FIGURE 3.18 – Évolution de la taille du mode Gaussien fondamental au sein de la cavité Fabry-Perot et  $\omega_\eta$  et  $\omega_\xi$  sont les tailles du mode optique respectivement selon les axes des rayons majeur et mineur de l'ellipse. Les tirets rouges représentent les positions des quatre miroirs et les tirets verts représentent les positions des deux fentes du tube des électrons.

### 3.3.2 Modes optiques

#### Etude théorique

Maintenant qu'une cavité Fabry-Perot mécaniquement stable et dont le mode de polarisation propre est circulaire a été définie, il est intéressant d'étudier le comportement du mode optique entre les deux miroirs sphériques de la cavité Fabry-Perot. En effet, nous présentons sur la figure 3.19 deux graphiques issus de [116] et remarquons que l'orientation de l'ellipse du faisceau tourne au cours de sa propagation entre ces deux miroirs et que cette rotation dépend de la distance entre eux. De plus, l'ellipticité du faisceau diminue lorsque la distance entre les deux miroirs sphériques augmente. Pour cela, nous allons simplement varier la distance entre les deux miroirs sphériques et calculer la taille du mode optique fondamental entre eux. Nous remarquons aussi qu'à l'inverse d'une cavité Fabry-Perot deux miroirs classique, lorsque la distance entre les deux miroirs sphériques augmente, la taille de faisceau minimale entre ceux-ci augmente également et inversement, lorsque la distance entre ces deux miroirs diminue, la taille minimale du faisceau entre ceux-ci diminue également. Nous nous proposons donc d'étudier l'évolution du faisceau dans la cavité Fabry-Perot lorsque la distance entre les deux miroirs sphériques varie. Nous effectuons alors plusieurs simulations en diminuant la distance entre les deux miroirs sphériques et reportons les résultats dans la table 3.2. Nous nous apercevons alors que lorsque la distance entre les deux miroirs sphériques diminue, la taille du mode optique diminue principalement sur l'axe  $\xi$  et il devient alors très elliptique. De plus, si nous regardons l'orientation de l'ellipse présentée sur la figure 3.20 nous remarquons que celle-ci tourne entre les deux miroirs sphériques. Finalement, nous atteignons une limite pour  $\Delta L=3,96$  mm après laquelle nous n'obtenons plus de solution numériquement. Cependant, la taille du faisceau entre les deux miroirs



(a) Évolution de la taille du mode Gaussien fondamental sur les deux axes de l'ellipse au sein de la cavité Fabry-Perot pour  $L=495,2$  mm (tirets-pointillés et tirets) et  $L=511$  mm (ligne et pointillés). (b) Orientation du profil elliptique du mode Gaussien fondamental pour  $L=495,2$  mm (ligne) et  $L=511$  mm (tirets).

FIGURE 3.19 – Évolution de la taille du mode Gaussien fondamental le long du chemin optique (3.19a) et de l'orientation du profil elliptique entre les deux miroirs sphériques (3.19b) du mode Gaussien fondamental pour une distance entre les deux miroirs sphériques  $L$  de 495,2 mm et de 511 mm.

$\Delta L$ (mm)	Rayons sur les miroirs sphériques ( $\mu\text{m}$ )		Rayons au point focal $\omega_0$ ( $\mu\text{m}$ )	
	Axe $\eta$	Axe $\xi$	Axe $\eta$	Axe $\xi$
3,96	8200	1160	29	5
2,96	1400	1119	76	61
1,96	1187	1037	80	70

TABLE 3.2 – Rayons du mode Gaussien fondamental en différents points de la cavité Fabry-Perot non plane pour trois valeurs de  $\Delta L = R - L$ .

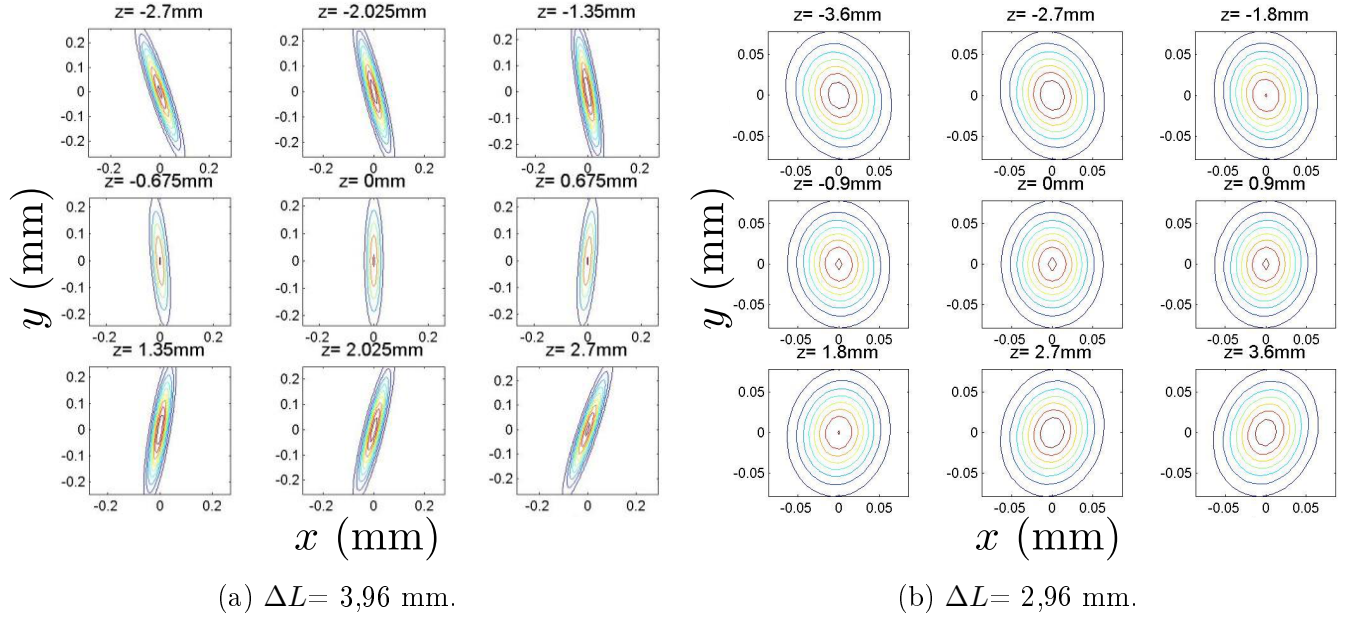


FIGURE 3.20 – Évolution de l'inclinaison de l'ellipse autour du point focal entre les deux miroirs sphériques pour deux valeurs de  $\Delta L$  différentes.

sphériques sur l'axe  $\xi$  diminue à tel point que nous nous rapprochons de la limite de la validité de l'approximation paraxiale qui implique que  $\omega_0 \gg \lambda$  avec  $\omega_0$  la taille du waist et  $\lambda$  la longueur d'onde du faisceau laser. Le formalisme utilisé pour ces simulations s'appuyant sur cette approximation, celui-ci n'est peut être plus adapté dans ce régime et les résultats de ces simulations sont donc peut être faux. De plus, le champ électrique sur les miroirs est très étendu, ce qui pourrait entraîner des effets de surface importants ainsi que des aberrations sphériques sur les miroirs sphériques ce qui n'est pas décrit par le formalisme des matrices ABCD. C'est pourquoi nous nous proposons de faire cette étude expérimentalement et d'en présenter le protocole expérimental ainsi que les résultats obtenus dans la section suivante.

### Etude expérimentale

Nous avons vu précédemment que le calcul matriciel présentait des limites lorsque la distance entre les deux miroirs sphériques de la cavité Fabry-Perot est inférieure à 496 mm et que nous avons des incertitudes sur sa validité. Nous faisons alors une étude expérimentale afin d'étudier le comportement modal de la cavité Fabry-Perot lorsque la distance entre les deux miroirs sphériques est réduite. Pour cette étude, nous utilisons la cavité Fabry-Perot quatre miroirs qui sert de prototype à celle décrite précédemment. Elle n'est pas sous vide mais légèrement protégée des impuretés ambiantes par un capot en polyméthacrylate de méthyle présentant des ouvertures en face des deux miroirs plans ainsi que du second miroir sphérique permettant l'injection du faisceau laser ainsi que le placement d'instruments d'analyse derrière les miroirs sans que la protection ne perturbe le faisceau laser. De plus, comme nous l'avons vu dans la partie précédente, rapprocher les deux miroirs sphériques diminue la taille du mode optique entre ceux-ci, augmentant alors la taille du faisceau sur les quatre miroirs. Nous installons donc des miroirs de 50,8 mm diamètre afin de pouvoir étudier des faisceaux très divergeants. La monture du second miroir sphérique est fixée sur une platine de translation permettant une variation de la distance entre les deux miroirs sphériques. La figure 3.21 présente cette cavité Fabry-Perot. L'oscillateur laser utilisé est un Lightwave en régime continu dont la longueur

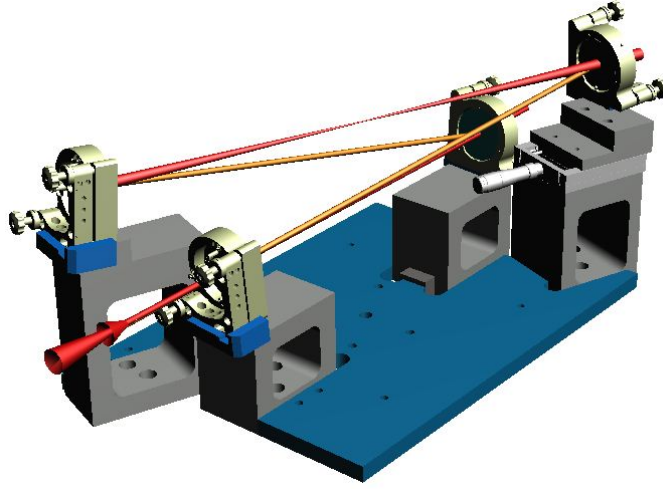


FIGURE 3.21 – Schéma de la cavité Fabry-Perot réalisé par CAO.

d'onde est 1064 nm. Le schéma expérimental est présenté sur la figure 3.22. D'après l'étude théorique, nous nous attendons à des diamètres de faisceau pouvant atteindre 8 mm. Par conséquent, la caméra utilisée pour mesurer les profils d'intensité des champs électriques est une Spiricon L11058 présentant un capteur CCD de  $36 \text{ mm} \times 24 \text{ mm}$  et de  $9 \mu\text{m}$  de résolution. De plus, comme nous le voyons sur la figure 3.18, le rayon du faisceau sur ses deux axes évolue peu entre les miroirs sphériques et les miroirs plans. Par conséquent, nous allons mesurer les profils d'intensité derrière le second miroir plan où le faisceau est peu divergent, afin d'avoir une plus grande liberté dans la position de la caméra CCD. Nous assumons ensuite que les rayons mesurés sont équivalents sur les miroirs sphériques.

Le protocole expérimental est le suivant. Le mode optique Gaussien fondamental de cette cavité Fabry-Perot lorsque la distance entre les deux miroirs sphériques est de 500 mm est connu et a été présenté sur la figure 3.18. Ici, nous nous intéressons à la taille du mode fondamental entre les deux miroirs plans et celle-ci est respectivement d'approximativement  $1700 \mu\text{m}$  et  $1200 \mu\text{m}$  pour les axes  $\eta$  et  $\xi$ . Notons qu'entre ces deux miroirs, l'ellipse ne tourne pas et  $\eta$  et  $\xi$  se confondent avec  $x$  et  $y$ , respectivement. La première étape consiste en l'ajustement des lentilles du télescope afin que le faisceau laser émis par l'oscillateur laser Lighthwave présente un waist à proximité de celui de la cavité Fabry-Perot entre ses deux miroirs plans et ayant des dimensions similaires. Notons que pour cette première étape, le télescope n'est constitué que d'une seule lentille divergente sphérique. En effet, l'ellipticité du mode optique de la cavité Fabry-Perot est encore assez faible pour ne pas avoir à découpler complètement l'ajustement des axes tangentiel et sagittal. Une fois cela fait, l'injection du faisceau laser est ajustée afin de superposer celui-ci au faisceau théorique de la cavité Fabry-Perot. Cette procédure est détaillée dans le chapitre 4.2.4.

Maintenant que la distance entre les deux miroirs sphériques est d'approximativement 500 mm, la seconde étape consiste à les éloigner l'un de l'autre et à mesurer le profil d'intensité du mode fondamental résonant. Les différents profils sont présentés sur la figure 3.23 et la table 3.3 donne leurs dimensions. Nous pouvons noter que c'est ce qui était prévu par les calculs, l'ellipticité du mode Gaussien fondamental résonant ainsi que sa taille sur les miroirs diminuent lorsque la distance entre les miroirs sphériques augmente.

La troisième étape consiste à rapprocher le second miroir sphérique du premier à l'aide de la

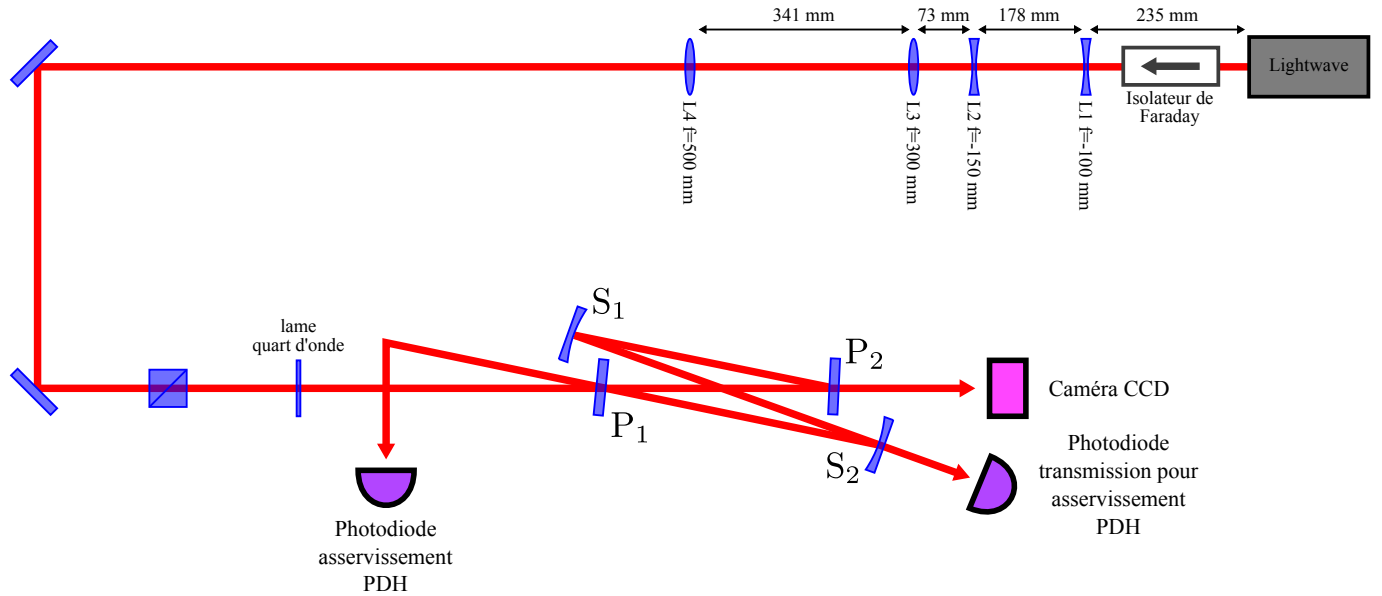
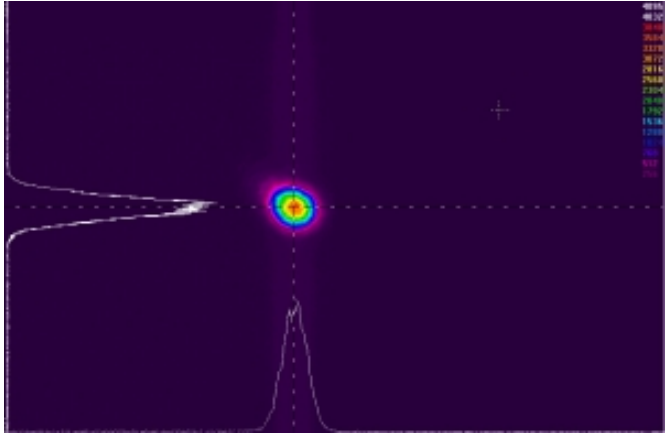


FIGURE 3.22 – Schéma expérimental. Un isolateur de Faraday est positionné juste après le Lightwave afin de prévenir celui-ci de tout retour du faisceau laser qui pourrait perturber sa cavité optique. Il y a ensuite un télescope composé de deux lentilles cylindriques divergentes suivies de deux lentilles cylindriques convergentes utilisées pour adapter le mode optique sur les axes tangentiel et sagital de façon indépendante. Une photodiode permettant la création du signal d'erreur est installée sur le chemin optique de la réflexion sur le miroir d'entrée. Une seconde photodiode permettant de voir l'intensité intra-cavité ainsi qu'une caméra sont installées sur les chemins optiques du faisceau derrière les seconds miroirs plan et sphérique. Nous inversons ces deux instruments selon que l'on désire voir le profil spatial du faisceau laser derrière un miroir ou l'autre. Rien n'est installé derrière le premier miroir sphérique du fait du capot.

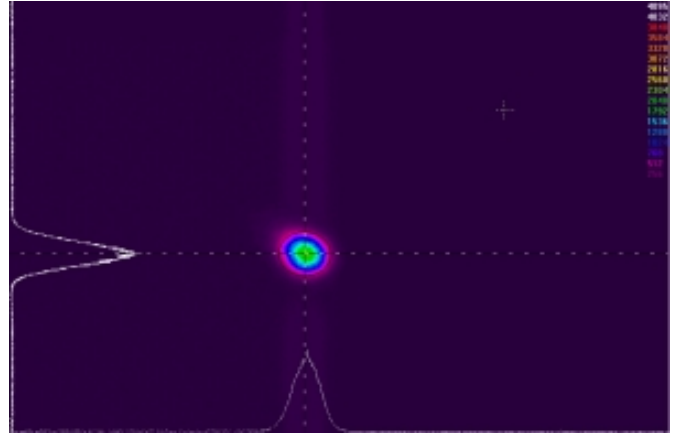
$\Delta L$ (mm)	Rayons sur les miroirs sphériques ( $\mu\text{m}$ )	
	Axe $\eta$	Axe $\xi$
-1,5	1340	1240
-1	1410	1240
-0,5	1500	1330
0	1750	1340
1,5	2330	1420
1,75	3460	1400

TABLE 3.3 – Rayons du mode Gaussien fondamental derrière le second miroir sphérique  $M_4$  de la cavité Fabry-Perot pour différentes valeurs de  $\Delta L = R - L$ .

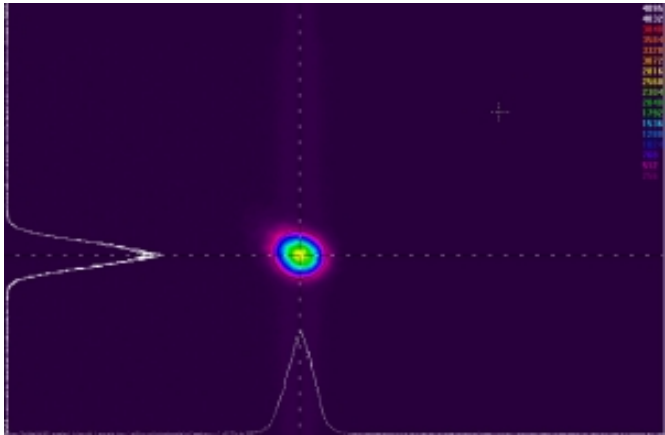




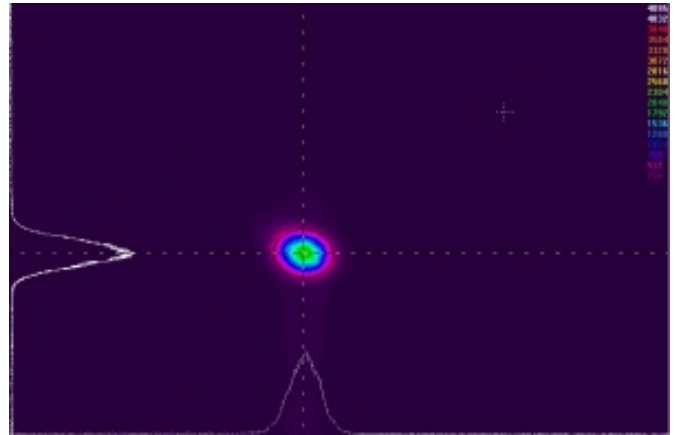
(a)  $\Delta L \simeq -1,5$  mm



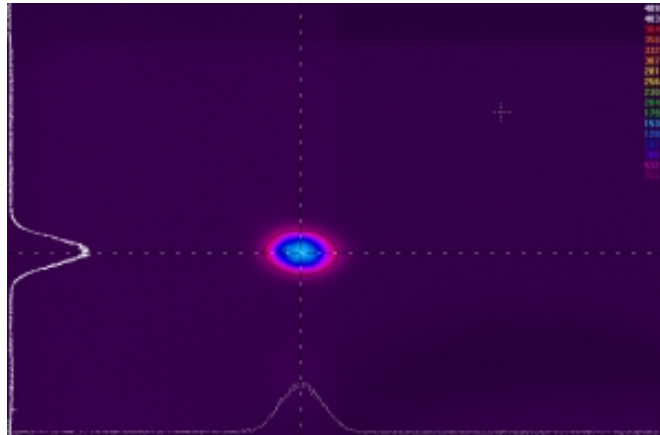
(b)  $\Delta L \simeq -1$  mm



(c)  $\Delta L \simeq -0,5$  mm



(d)  $\Delta L \simeq 0$  mm



(e)  $\Delta L \simeq 0,5$  mm

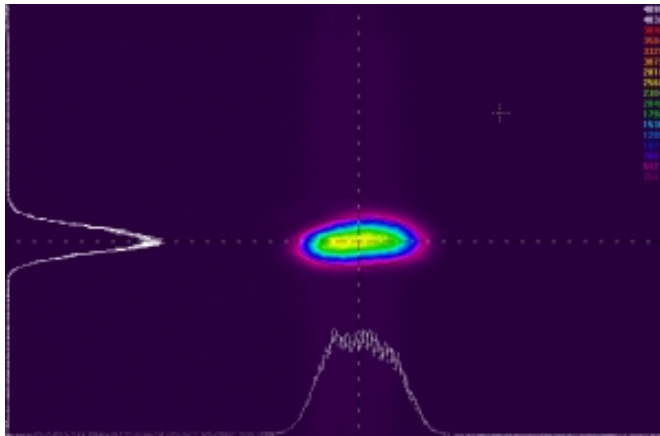
FIGURE 3.23 – Évolution du profil spacial du mode propre de la cavité Fabry-Perot en fonction de la position du second miroir sphérique.



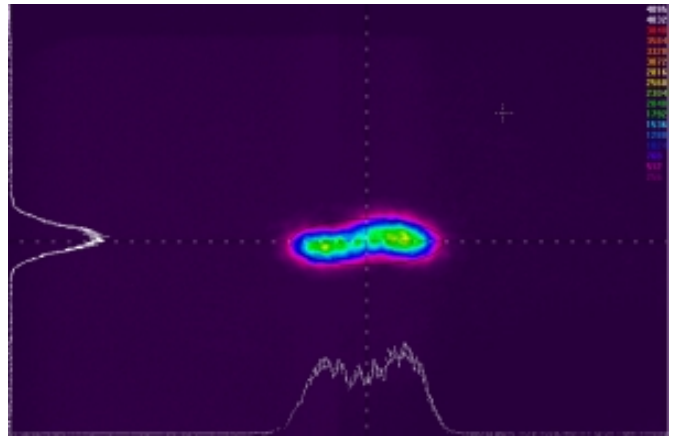
platine de translation d'une distance  $\Delta L \simeq 0,75$  mm. Nous apercevons alors que la taille du mode optique augmente sur son axe  $\eta$  comme le montre la figure 3.24a et que les intensités des signaux de transmission et PDH diminuent. Cela est dû au fait que la taille du mode de la cavité Fabry-Perot change significativement par rapport à celle du faisceau laser, diminuant alors le couplage de celui-ci. Nous mesurons alors la taille du faisceau derrière le second miroir plan. Celle-ci est de  $2330 \mu\text{m}$  et de  $1420 \mu\text{m}$  sur les axes  $\eta$  et  $\xi$ , respectivement. Nous nous assurons ensuite que sa divergence est faible ce qui nous permet d'admettre que la taille du faisceau entre les deux miroirs plans est proche de la taille du faisceau derrière le second miroir plan. Nous utilisons alors cette taille pour ajuster le télescope. Mais maintenant que le mode intra-cavité est très elliptique, nous utilisons deux lentilles divergentes cylindriques pour l'ajustement, comme indiqué sur la figure 3.22, afin de découpler les deux axes. Un fois cela fait, nous alignons une nouvelle fois l'injection du faisceau laser dans la cavité Fabry-Perot. Nous obtenons alors les différents modes présentés sur la figure 3.24 en rapprochant petit à petit le second miroir sphérique du premier. Au fur et à mesure que nous faisons cela, les signaux d'erreur et de transmission diminuent assez pour qu'il ne nous soit plus possible d'asservir la cavité de l'oscillateur laser à la cavité Fabry-Perot. En effet, si le signal de la photodiode en transmission peut être amplifié, amplifier celui de la photodiode utilisée pour le signal PDH amplifie aussi un niveau de signal continue, rendant le signal PDH inexploitable. Cependant, le mode optique du laser ne peut plus être ajusté car nous ne pouvons pas reproduire ceux de la cavité Fabry-Perot avec le télescope. Nous installons donc un système supprimant une partie du signal DC de la photodiode avant d'amplifier le signal restant. Nous désirons aussi faire remarquer que si nous ne pouvons pas asservir l'oscillateur laser lorsque nous rapprochons plus les deux miroirs sphériques, nous pouvons en revanche regarder le mode optique sur le second miroir plan en régime transitoire à l'aide d'une lunette infrarouge. Celui-ci augmente alors dans le plan tangentiel à mesure que la distance entre les deux miroirs sphériques diminue jusqu'à atteindre deux pouces de largeur. Nous ne pouvons pas regarder plus loin car nous sommes limités par les tailles des quatre miroirs de la cavité Fabry-Perot. Nous remarquons sur l'ensemble des profils de faisceau présentés sur la figure 3.24 que ceux-ci ne correspondent pas aux modes calculés précédemment. Nous cherchons donc à comprendre cette différence. Pour commencer, nous nous proposons de reprendre les hypothèses énoncées précédemment :

- la taille du faisceau en son point le plus petit entre les deux miroirs sphériques sur l'axe  $\xi$  se rapproche de la longueur d'onde, invalidant l'approximation paraxiale, le modèle utilisé pour les simulations doit donc être modifié ;
- la taille du faisceau sur les miroirs devenant importante dans le plan tangentiel, des défauts de surfaces des miroirs ont plus d'impact sur le faisceau or ces défauts de surfaces ne sont pas pris en compte par le calcul ;
- la taille du faisceau sur les miroirs sphériques devenant importante sur l'axe  $\eta$ , les aberrations sphériques ne sont plus négligeables.

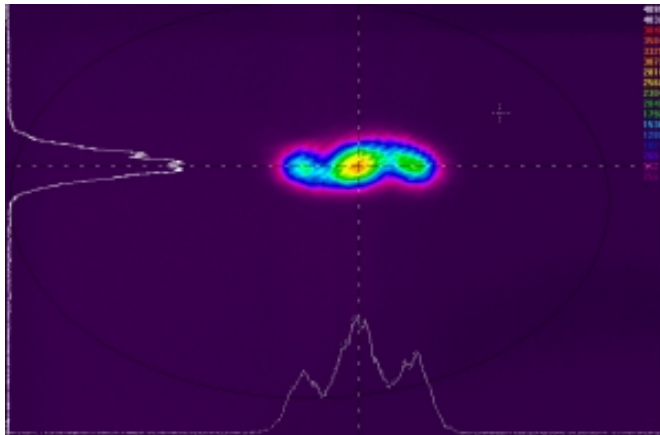
Auquelles nous pouvons ajouter une quatrième : la coexistence de plusieurs modes optiques en même temps, ce qui signifie que nous observons en fait leur superposition. Afin de comprendre si l'incohérence que nous observons est effectivement dû à la taille du faisceau en son waist entre les deux miroirs sphériques, il serait intéressant de pouvoir mesurer cette taille de faisceau via une caméra ou de pouvoir remonter à celle-ci via la mesure du faisceau transmis par le second miroir sphérique. Etudions alors ces deux possibilités l'une après l'autre.



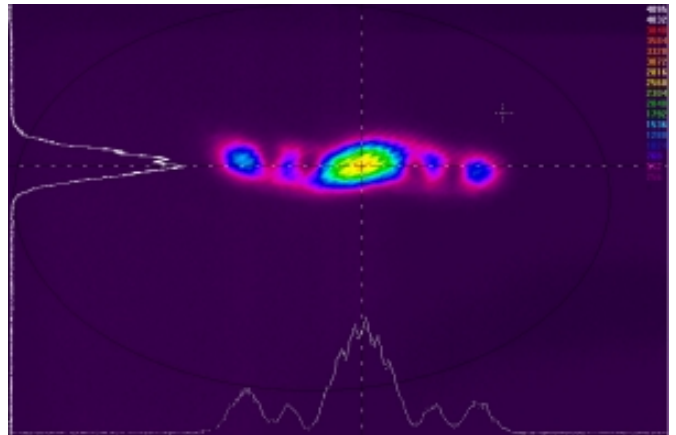
(a)  $\Delta L \simeq 0,75$  mm



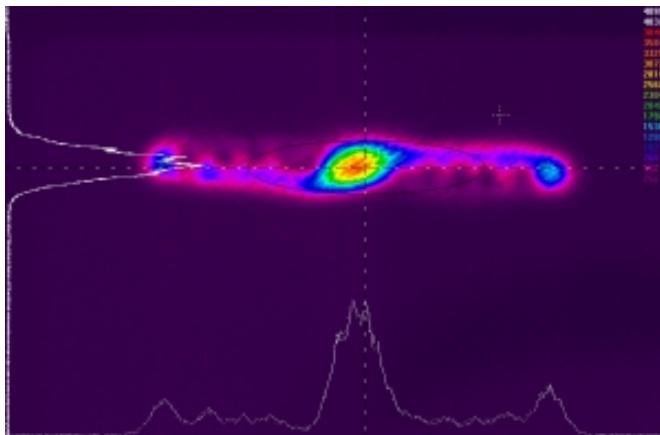
(b)  $\Delta L \simeq 0,8$  mm



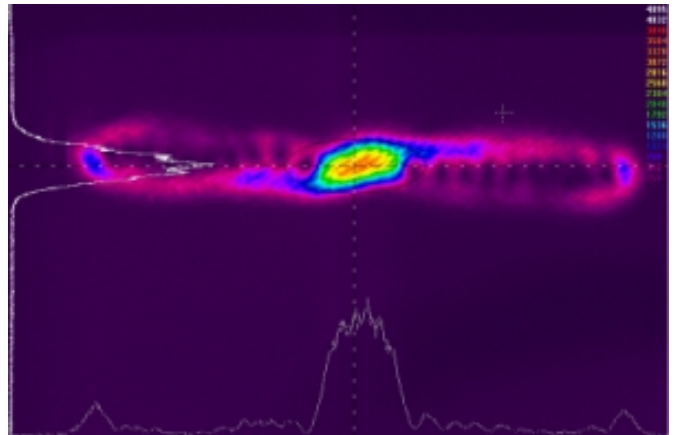
(c)  $\Delta L \simeq 0,85$  mm



(d)  $\Delta L \simeq 0,9$  mm



(e)  $\Delta L \simeq 0,95$  mm



(f)  $\Delta L \simeq 1$  mm

FIGURE 3.24 – Évolution du profil spatial du mode propre de la cavité Fabry-Perot en fonction de la position du second miroir sphérique.

## Mesure du faisceau entre les deux miroirs sphériques

Pour commencer, notons qu'il n'est pas possible d'installer une caméra directement dans la cavité car cela détruirait la résonance. Il est donc nécessaire de chercher une autre méthode.

Premièrement, nous pourrions installer un élément optique entre le premier miroir sphérique et le point de focalisation permettant de prélever une petite partie du faisceau sans détruire la résonance. Etant polarisé circulairement, un élément polarisant comme un cube polariseur ou un glan ne conviendrait pas mais un wedge pourrait être viable. Cependant, il faudrait s'assurer que cela ne perturbe pas le faisceau intra-cavité. Pour cela, il faudrait analyser le profil spacial du faisceau en transmission derrière un miroir sphérique ou le second miroir plan avec et sans cet élément dans une configuration de la cavité que nous connaissons bien. L'avantage de cette méthode est qu'elle nous donnerait la mesure la plus directe du profil spacial du faisceau intra-cavité entre ses deux miroirs sphériques.

La seconde option serait d'utiliser la transmission du second miroir plan et d'installer derrière celui-ci un bras optique reproduisant la section intra-cavité entre ce miroir et le second miroir sphérique. En supposant qu'une réflexion sur un miroir plan ne modifie pas le faisceau, il faut alors simplement placer un miroir sphérique de 500 mm de rayon de courbure à une distance du second miroir plan identique à celle entre ce miroir et le premier miroir sphérique de la cavité Fabry-Perot et dont l'angle de réflexion par rapport aux deux plans serait équivalent. Nous pourrions alors installer une caméra CCD sur le chemin optique du faisceau après réflexion sur ce miroir sphérique externe et faire des mesures le long de celui-ci. De même que pour la première solution, il faudrait premièrement faire une analyse dans une géométrie que nous connaissons et vérifier que l'évolution du faisceau mesurée après ce miroir sphérique externe est la même que celle simulée entre les deux miroirs sphériques de la cavité Fabry-Perot.

## Calcul du faisceau entre les deux miroirs sphériques

La troisième option serait d'effectuer une mesure complète du champ électrique spatial du faisceau en un point derrière le second miroir sphérique puis faire un calcul de propagation non paraxial du faisceau dans le sens négatif afin de retrouver le champ électrique entre les deux miroirs sphériques. Comme précédemment, afin de vérifier le calcul, nous pouvons faire celui-ci pour une configuration de la cavité que nous connaissons.

Il serait aussi très intéressant de voir si cette forme de faisceau est due à la géométrie non plane de la cavité Fabry-Perot utilisée associée à un point focal tendant vers la limite de diffraction ou à des défauts de surface sur les miroirs. Cela serait facilement vérifiable en utilisant les mêmes miroirs mais avec une cavité plane de type nœud papillon et en rapprochant les miroirs sphériques tout en faisant les mêmes mesures.

# Chapitre 4

## Production de rayons gammas

### Introduction

Ce chapitre se divise en trois parties distinctes. Dans un premier temps, nous présentons l'ATF où l'expérience de production de rayons gamma par diffusion Compton inverse a été conduite. Nous commençons par énumérer les différentes parties de l'ATF, et les différentes expériences en cours puis expliquons ses modes de fonctionnement et le comportement des paquets d'électrons dans son anneau de stockage dont la compréhension est nécessaire pour appréhender les collisions d'un point de vue temporel. Dans un second temps, nous présentons l'installation de notre système optique sur l'ATF effectuée en août 2010 puis sa caractérisation. Dans un troisième temps, nous présentons les systèmes d'asservissement numérique, d'acquisition de données et de contrôle à distance de l'expérience. Pour finir, nous présentons les résultats obtenus, tant au niveau de l'empilement cohérent d'impulsions dans la cavité Fabry-Perot qu'à celui de la production de rayons gamma.

### 4.1 Présentation de l'Accelerator Test Facility

L'ATF est un grand instrument dédié à la physique des accélérateurs. Initialement, son objectif était la R&D sur la production d'un faisceau d'électrons de faible émittance dans le but d'atteindre des tailles de faisceau nanométriques nécessaires pour les futurs collisionneurs linéaires. Cependant, ses objectifs se sont diversifiés et différents pans de la recherche en physique des accélérateurs sont maintenant présent sur cette installation comme la mesure de taille de faisceau avec la méthode *laser wire* [118] et la production de rayons gamma polarisés circulairement [10, 33, 119, 120].

Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.1, l'ATF est constitué d'un linac bande S, d'un anneau de stockage et d'une ligne d'extraction de faisceau nommée ATF2. Son fonctionnement est le suivant. Les paquets d'électrons sont créés grâce à la photocathode hyperfréquence (HF) puis accélérés à approximativement 1,3 GeV dans le linac dont la fréquence de 2856 MHz est la fréquence d'horloge de l'ATF. Les paquets accélérés sont injectés dans l'anneau de stockage dont le périmètre est d'approximativement 139 m. Dans l'anneau de stockage, l'énergie des électrons est de 1,28 GeV et les paquets d'électrons peuvent être injectés dans 165 seaux RF correspondant en fait à des emplacements définis pouvant accueillir un paquet d'électrons. Ces seaux RF sont séparés de 2,8 ns ce qui correspond à la fréquence de répétition de 357 MHz des paquets d'électrons. Cette fréquence correspond à la huitième sous-harmonique de la fréquence du linac. La période de révolution d'un seau RF dans l'anneau de stockage est de 462 ns ce qui correspond à une fréquence de révolution

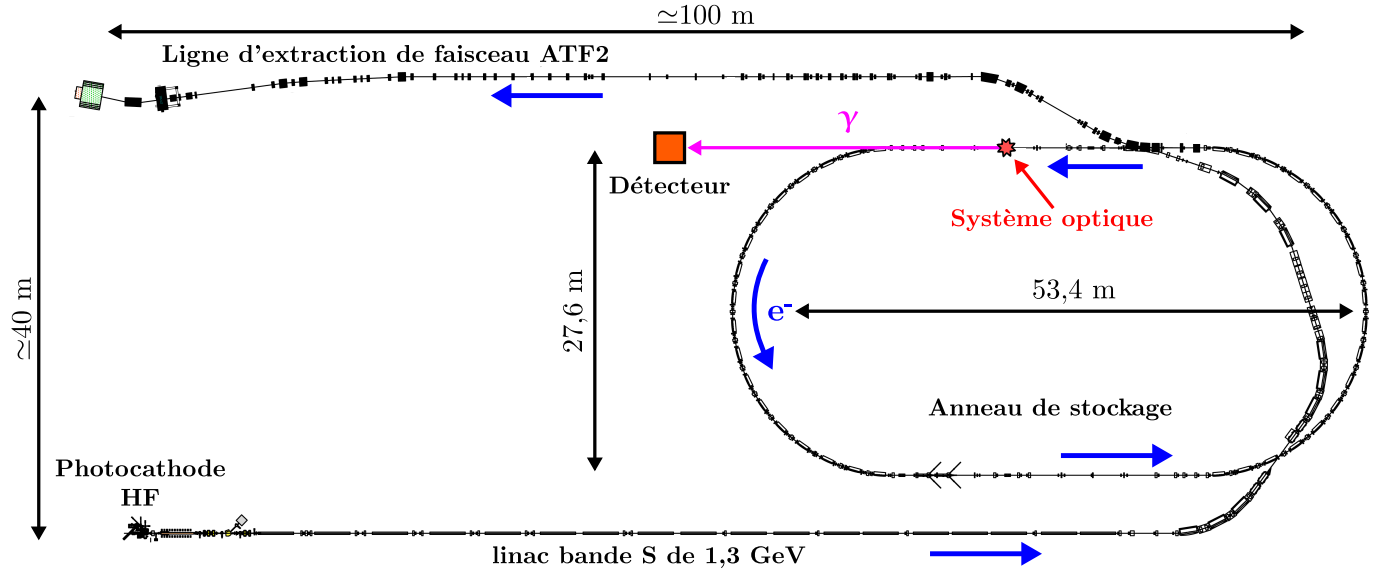


FIGURE 4.1 – Schéma de l'Accelerator Test Facility.

d'approximativement 2,16 MHz. Cependant, il n'est pas possible de remplir les 165 seaux RF de l'anneau de stockage. Par conséquent, jusqu'à trois trains de dix paquets d'électrons peuvent circuler en même temps dans l'anneau de stockage. Dans cette configuration, les paquets d'électrons sont séparés de 5,6 ns et les trains d'environ 154 ns. Dans le cadre des résultats présentés dans ce chapitre, seuls les modes de fonctionnement suivant ont été utilisés : un train, un paquet ; deux trains, un paquet et trois trains, un paquet. La figure 4.2 présente la structure des paquets d'électrons dans l'anneau de stockage corrélée aux impulsions laser, permettant ainsi de comprendre les collisions d'un point de vue temporel. Ensuite, les tours successifs dans l'anneau de stockage augmentent la qualité du

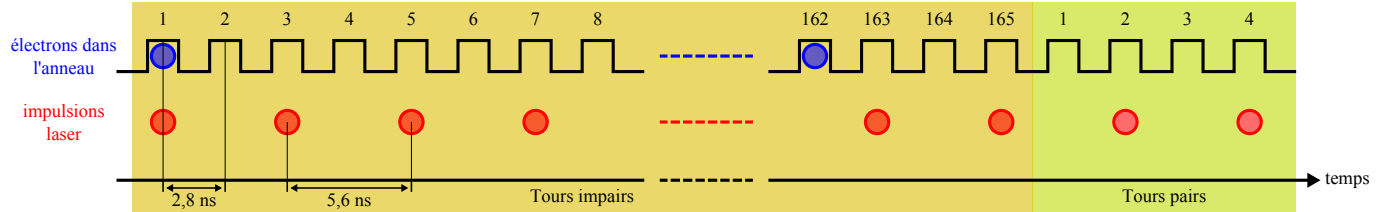
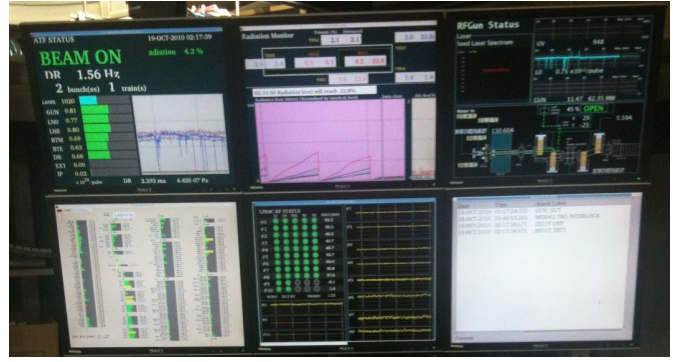


FIGURE 4.2 – Structure des paquets d'électrons dans l'anneau de stockage corrélée aux impulsions laser.

faisceau d'électrons en diminuant son émittance ce qui a permis à l'ATF d'obtenir la plus petite émittance mesurée [121, 122]. Une fois que cette émittance est atteinte, les paquets d'électrons sont extraits dans la ligne ATF2 dont l'objectif est la focalisation du faisceau d'électrons pour obtenir des dimensions nanométriques dans le plan vertical [123, 124]. Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.1, notre expérience est située sur l'anneau de stockage quelques mètres après le point d'injection des paquets d'électrons dans celui-ci. Après les collisions, les rayons gamma se propagent collinéairement au faisceau d'électrons jusqu'à ce que ceux-ci soient déviés par les électroaimants. Ils passent ensuite dans deux collimateurs avant d'interagir avec le détecteur. Tous les contrôles des paramètres de fonctionnement et les réglages de l'ATF sont effectués depuis une salle de contrôle présentée sur la figure 4.3 et située dans un autre bâtiment.



(a)



(b)

FIGURE 4.3 – Centre de contrôle et de réglage des paramètres de l’ATF. La figure 4.3a est une vue globale de la partie de la salle de contrôle dédiée aux contrôles et réglages des paramètres. La figure 4.3b présente en haut à gauche le panneau de contrôle indiquant le mode de fonctionnement. Ici, l’ATF opère en mode un train, deux paquets.

## 4.2 Système optique

### 4.2.1 Installation sur l’anneau de stockage

Durant son fonctionnement, un accélérateur de particule est une zone contrôlée du point de vue radioprotection qui doit être isolée afin de stopper toute propagation de particule vers l’extérieur. C’est particulièrement vrai dans le cas d’un anneau de stockage où le rayonnement synchrotron est important. Dans le cas de l’ATF, d’épais murs de béton sont installés tout autour de la machine et il y a simplement trois accès à la machine. De plus des dalles recouvrent la structure. Par conséquent, lorsque du matériel volumineux doit être apporté à l’intérieur, les dalles en béton couvrant la machine doivent être retirées afin de déposer le matériel comme nous le voyons sur la figure 4.4. De



FIGURE 4.4 – Retrait d’une dalle et début de la descente du matériel de notre expérience dans le tunnel de l’anneau de stockage de l’ATF.

plus, la cavité Fabry-Perot étant reliée au tube où les électrons se propagent, une section de celui-ci doit être coupée pour que nous puissions nous connecter. Nous comprenons alors qu’installer tout un système composé d’une table optique, d’une cavité Fabry-Perot, d’un système d’amplification laser



ainsi que de toute l'électronique nécessaire n'est pas quelque chose que nous pouvons décider du jour au lendemain et qu'un calendrier doit être planifié des mois à l'avance. Dans notre cas, l'installation était prévue pour le mois d'août 2010 et c'est la raison pour laquelle nous avons expliqué dans le chapitre 2 que nous sommes passés rapidement de l'architecture d'amplification basée sur une fibre micro-structurée de type barreau à une fibre micro-structurée souple sans nous attarder sur l'étude des problèmes rencontrés tels que le battement de modes.

La table optique est posée sur un premier support et des atténuateurs de vibration sont posés entre la table optique et ce support pour diminuer l'impact du bruit ambiant sur la stabilité fréquentielle de notre système. Cet ensemble repose sur trois piliers motorisés qui sont utilisés pour déplacer le système optique avec une précision micrométrique. Ce système motorisé a été développé par nos collègues Japonais et est présenté sur la figure 4.5b. Finalement, tout le système que nous pouvons voir sur la figure 4.5a est placé sous une hotte à flux laminaire afin d'éviter une pollution de la cavité Fabry-Perot lorsque celle-ci est ouverte durant l'installation de ses miroirs.

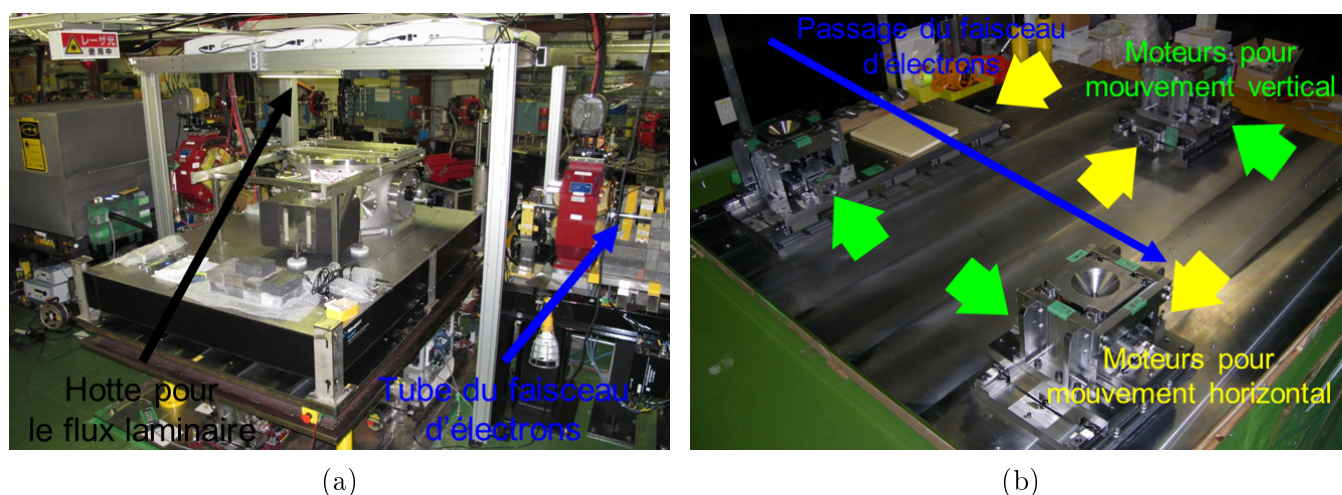


FIGURE 4.5 – Table optique sur son support (4.5a) et système motorisé (4.5b).

Une fois que la table optique et la cavité Fabry-Perot sont installées sur notre emplacement dans l'anneau de stockage, il y a une étape importante de l'installation qui est l'alignement dans le plan horizontal de la cavité Fabry-Perot par rapport au tube où les électrons circulent. La précision de cet alignement étant le millimètre, il ne peut pas être fait lorsque l'ensemble du système est déposé sur son emplacement ni avec les moteurs permettant un déplacement de la table optique au micromètre car leur excursion n'est pas assez grande. Pour résoudre ce problème, nous avons suivi le protocole suivant proposé par R. Cizeron. Premièrement, des chambres à air sont posées sur la table supportant la table optique comme nous le voyons sur la figure 4.6a. Lorsque les chambres à air sont gonflées, la table optique ne repose plus sur les atténuateurs de vibrations et peut alors être bougée indépendamment de son support. Des vis situés de chaque côté de la table optique permettent alors de déplacer cette dernière avec une précision suffisante. Pour voir l'alignement, nos collègues de l'ATF utilisent deux pointeurs laser positionnés sur les électroaimants de part et d'autre de la table optique qui balayent leur faisceau laser comme nous le voyons sur la figure 4.6b. Lorsque les faisceaux laser passent par le centre des deux points de connection de la cavité Fabry-Perot, la table optique est alignée dans le plan horizontal. Les chambres à air sont alors dégonflées afin que la table optique repose sur les atténuateurs de vibrations. Finalement, la cavité Fabry-Perot est connectée au tube

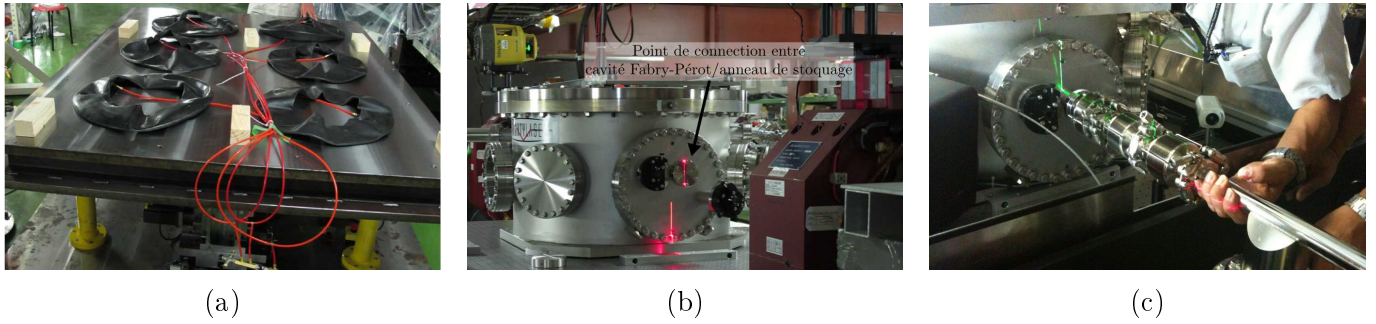


FIGURE 4.6 – Alignement de la cavité Fabry-Perot sur le tube de l’ATF. Le système pneumatique utilisé pour cet alignement est présenté sur la figure 4.6a, le balayage avec les pointeurs laser est présenté sur la figure 4.6b et la connection entre la cavité Fabry-Perot et le tube où les électrons circulent est présentée sur la figure 4.6c.

où les électrons circulent comme nous ne voyons sur la figure 4.6c.

Pour finir, le système d’amplification laser est installé et l’expérience est cloisonnée par des panneaux afin de la protéger de la poussière de l’environnement et de confiner le faisceau laser pour une question de sécurité comme nous le voyons sur l’image 4.7a. La figure 4.7b montre les trois expériences de diffusion Compton installées en série sur l’anneau. Maintenant que nous avons présenté



FIGURE 4.7 – Image de la table optique une fois l’installation du matériel terminée où nous pouvons voir le système laser au premier plan (4.7a) et des trois expériences utilisant des cavités Fabry-Perot installées en série sur l’anneau de stockage de l’ATF (4.7b).

l’installation du système expérimental, la section suivante est dédiée à la présentation du système laser et à sa caractérisation.

## 4.2.2 Oscillateur laser

### Caractéristiques de l’oscillateur laser

Suite à la découverte de l’instabilité sur le long terme de la fréquence de répétition de l’oscillateur laser Genki et de l’impossibilité de corriger cette dernière ainsi que du plateau de bruit de phase à hautes fréquences, nous avons décidé de changer celui-ci pour un oscillateur laser Origami provenant



du même constructeur. Son spectre optique ainsi qu'une trace d'auto-corrélation sont présentés sur la figure 4.8 et les impulsions délivrées sont de 209 fs limitées par transformée de Fourier.

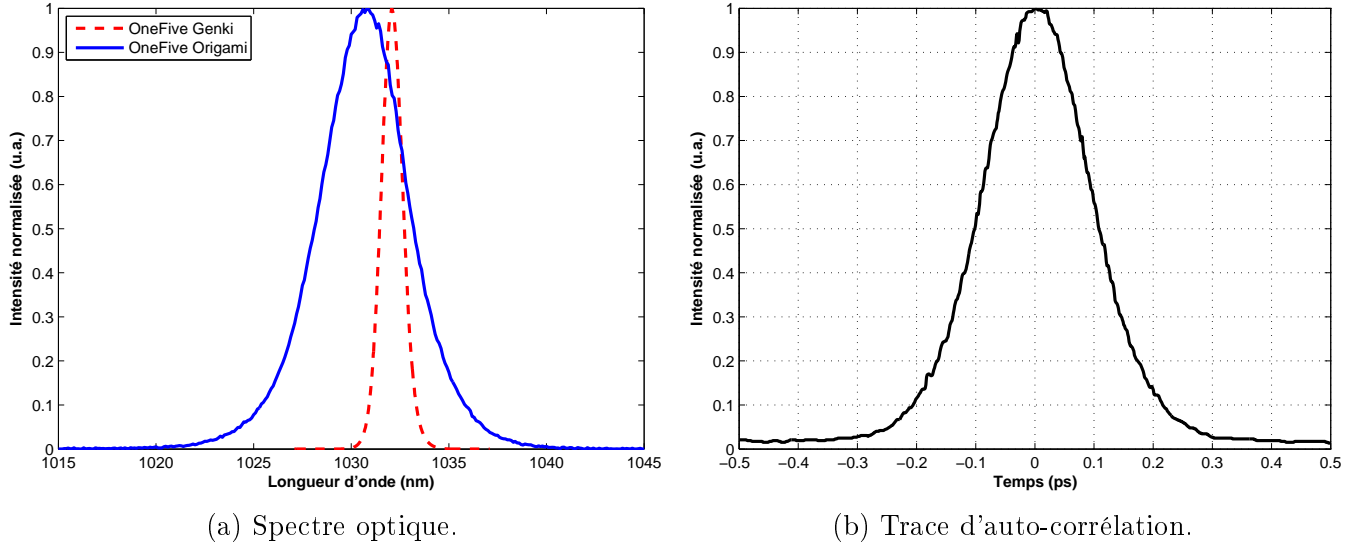


FIGURE 4.8 – Spectre optique (4.8a) et trace d'auto-corrélation (4.8b) du faisceau laser délivré par l'oscillateur laser Origami. L'enveloppe du champ électrique étant de forme sécante hyperbolique, un facteur 0,65 est appliqué à l'axe des abscisses de la trace d'auto-corrélation. À titre de comparaison, le spectre optique l'oscillateur laser Genki est aussi présenté.

D'après le constructeur, le faisceau laser utilisé pour le pompage optique est plus stable que celui de l'oscillateur Genki et sa puissance moyenne est plus basse. Il en découle une diminution de la puissance moyenne émise par l'oscillateur laser, celle-ci passant de 1,62 W à 250 mW mais aussi une stabilité de la fréquence de répétition plus importante pour les hautes fréquences ce qui est le plus important pour notre application. Pour vérifier cela, nous avons fait une mesure de bruit de phase en utilisant le même système expérimental que celui utilisé pour la mesure de bruit de phase présentée dans le chapitre 2.1 et la mesure est présentée sur la figure 4.9. Comme pour la mesure de bruit de phase précédente, il est important de noter que c'est une mesure de bruit relative par rapport à une horloge de type OCXO. En regardant précisément ce graphique, nous constatons que nous pouvons couper ce spectre de bruit en trois bandes spectrales. Une première qui va jusqu'à  $10^3$  Hz où le bruit de phase de l'Origami et du Genki suivent la même pente en  $1/f$ . Une seconde de  $10^3$  Hz à  $0,5 \times 10^6$  Hz où le bruit de phase de l'Origami continue de descendre puis se stabilise. Et une troisième où le bruit de phase du Genki rejoint celui de l'Origami. Nous allons maintenant commenter plus précisément ces trois bandes spectrales. Dans la première, le bruit de phase de l'Origami suit la même pente en  $1/f$  que celui du Genki mais est moins régulier. Cependant, corriger un bruit de phase jusqu'à  $10^3$  Hz est assez facile. Par conséquent, le fait que les variations de bruit de phase de l'Origami soient plus importantes dans cette bande de fréquence que celles du Genki n'est pas un problème car cela est corrigé lors de l'asservissement de l'oscillateur laser sur la cavité Fabry-Perot. Dans la seconde, le bruit de phase de l'Origami continue de décroître jusqu'à approximativement  $10^5$  Hz contrairement à celui du Genki et devient aussi plus stable que dans la bande de fréquences précédente. Cela facilite l'asservissement et nous permet de nous passer d'un actuateur agissant sur le bruit à hautes fréquences tel qu'un EOM tant que nous restons sur une cavité Fabry-Perot de finesse 3000. Dans la troisième, les deux bruits se superposent. Cependant, pour le même raison que dans

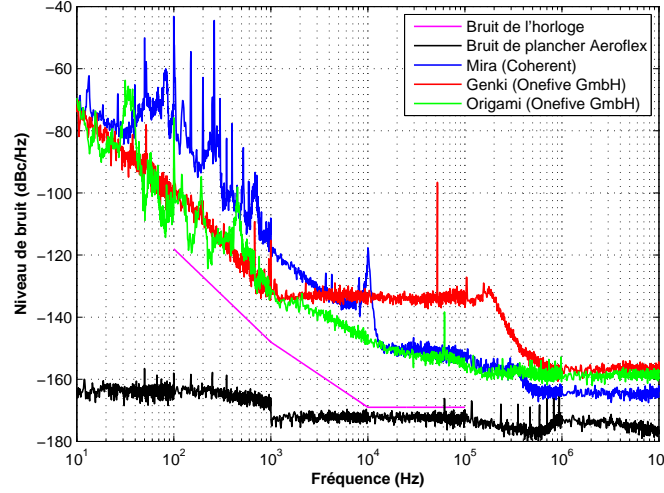


FIGURE 4.9 – Spectre du bruit de phase de l'oscillateur laser Origami comparé aux oscillateurs laser Genki et Mira.

la mesure de bruit de phase précédente, il est difficile d'en dire plus sur cette bande spectrale avec les instruments de mesure à notre disposition. Pour conclure, nous ajoutons que le bruit de phase de l'Origami est inférieur à celui du Mira et que ce dernier a été asservi avec succès sur une cavité Fabry-Perot deux miroir de finesse 3000 avec un actuateur de type cristal piézoélectrique similaire à celui de l'Origami. C'est donc un point très positif pour la suite de l'expérience.

## Actuateurs

**Température** De façon similaire à l'oscillateur laser précédent, l'Origami présente une dérive de fréquence au cours du temps de  $\pm 350$  Hz sur une durée de huit heures que l'on peut voir sur la 4.10. Il est donc nécessaire de pouvoir agir sur la fréquence de répétition avec une amplitude de l'ordre du kilohertz afin de compenser cette dérive de fréquence ainsi que de pouvoir s'adapter aux variations de la fréquence de répétition de l'anneau de stockage de l'ATF présentées sur la figure 4.11b. Pour cet actuateur, le choix de Onefive GmbH s'est porté sur une variation de la température de la cavité optique. Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.11a, cet actuateur permet de faire des variations de  $\Delta f_{rep} = \pm 104,5$  Hz par pas ce qui correspond à une variation de la longueur de cavité optique  $\Delta L \simeq 1 \mu\text{m}$ . De plus, la variation maximale permise par cet actuateur est  $\Delta f_{rep} = \pm 7,8$  kHz ce qui correspond à une variation de la longueur de cavité optique  $\Delta L \simeq \pm 73,8 \mu\text{m}$ . Nous voyons alors qu'en plus de pouvoir compenser la dérive de fréquence naturelle de l'oscillateur, cet actuateur permet une variation de la fréquence de répétition assez importante pour compenser aussi les variations de fréquence de l'ATF.

**Miroir sur cristal piézoélectrique** Afin de contrôler des fluctuations plus rapides de la fréquence de répétition, un second actuateur constitué d'un miroir fixé sur un cristal piézoélectrique est présent dans la cavité optique de l'oscillateur laser. La variation de  $f_{rep}$  induite en fonction de la tension appliquée au cristal piézoélectrique est donnée sur la figure 4.12. Nous pouvons voir que celle-ci est de  $\Delta f_{rep} = \pm 23,4 \text{ Hz.V}^{-1}$  ce qui correspond à une variation de la longueur de cavité optique de  $\Delta L \simeq 0,2 \mu\text{m}$ . De plus, la variation maximale permise par cet actuateur est  $\Delta f_{rep} = 2,3$  kHz ce qui correspond à une variation de la longueur de cavité optique  $\Delta L \simeq 22 \mu\text{m}$ . Nous voyons alors que la variation maximale permise par cet actuateur est plus importante que celle correspondant à un pas de

l'actuateur température. Cela signifie qu'il n'y aura pas de zones que nous ne pourrions pas atteindre

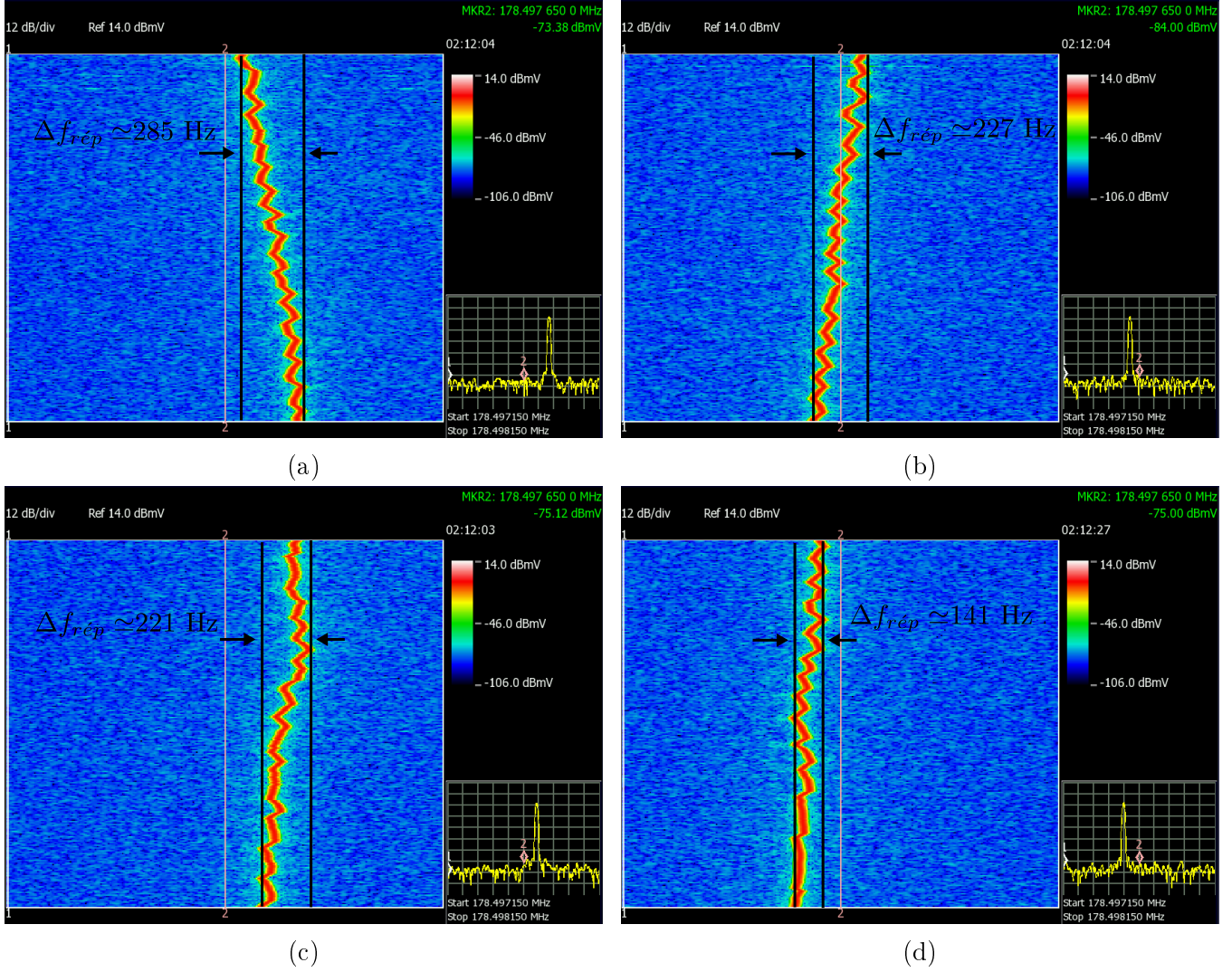
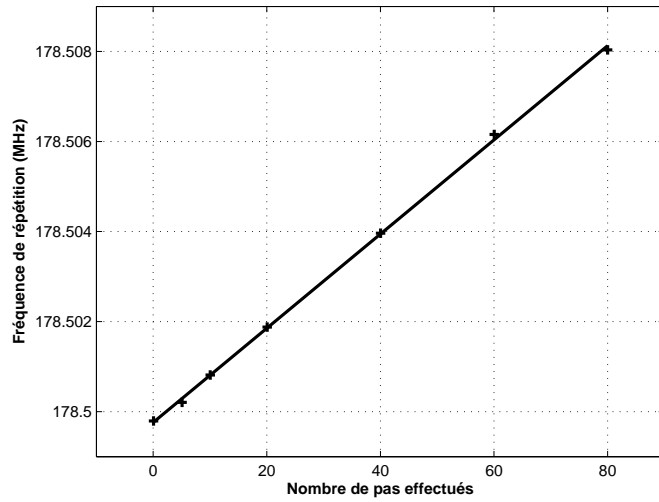
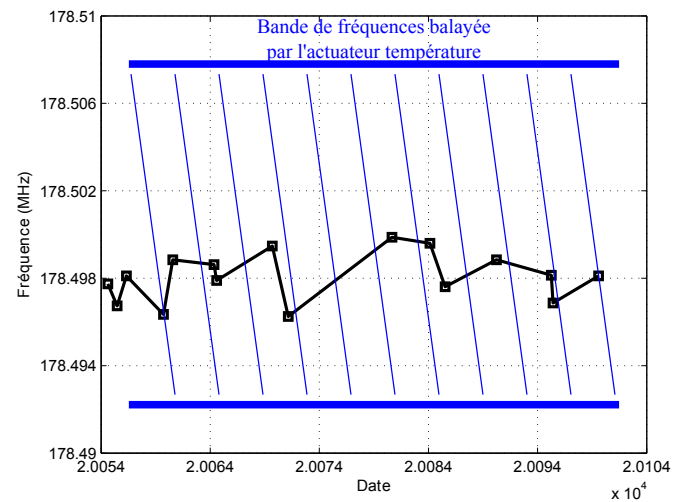


FIGURE 4.10 – Évolution de la fréquence de répétition de l'oscillateur laser Origami durant quatre périodes successives de deux heures. Nous remarquons que la fréquence de répétition fluctue d'approximativement  $\pm 350$  Hz autour d'une valeur médiane. Plus précisément, la différence entre la fréquence de répétition la plus haute et la plus basse pour chaque période est de  $\simeq 285$  Hz (4.10a),  $\simeq 227$  Hz (4.10b),  $\simeq 221$  Hz (4.10c) et  $\simeq 141$  Hz (4.10d).



(a)



(b)

FIGURE 4.11 – Variation de la fréquence de répétition selon le nombre de pas effectués sur l'actuateur agissant sur la température (figure 4.11a) et variations de la sixième sous-harmonique de la fréquence de l'ATF sur une période de cinq années (figure 4.11b). Les traits bleus représentent la bande de fréquences balayée par l'actuateur température.

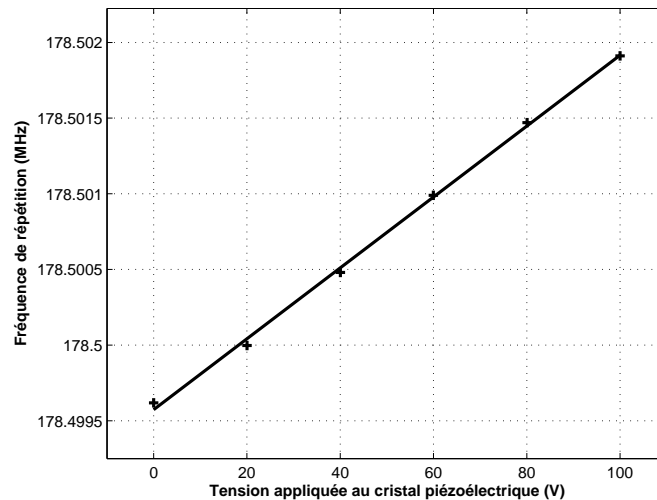


FIGURE 4.12 – Variation de la fréquence de répétition en fonction de la tension appliquée au cristal piézoélectrique.

### 4.2.3 Amplification laser

Nous allons maintenant présenter le système d'amplification laser basé sur l'architecture présentée dans le chapitre 2.3. Il y a cependant trois différences avec cette architecture. Premièrement, l'oscillateur laser utilisé est maintenant l'Origami. Deuxièmement, un EOM doit être installé avant la fibre amplificatrice afin d'obtenir le signal PDH comme nous l'avons vu dans le chapitre 3.2. Troisièmement, notre système d'amplification doit contenir dans un rectangle de 60 cm  $\times$  90 cm. Les premiers éléments à installer sont le CVBG étireur et l'EOM. En effet, contrairement à l'architecture présentée sur la figure 2.30, nous avons décidé de placer l'isolateur de Faraday entre la fibre active et l'EOM afin de protéger ce dernier de tout retour et installer un second isolateur n'était pas possible pour une question de place ainsi que de puissance moyenne nécessaire à la saturation de la fibre active. Il est important que le CVBG et l'EOM soient dans la zone de Rayleigh du faisceau laser. Pour cela, nous plaçons deux lentilles convergentes de distance focale 200 mm et 100 mm comme nous pouvons le voir sur la figure 4.13. Une fois ces deux éléments positionnés, nous mesurons le spectre optique

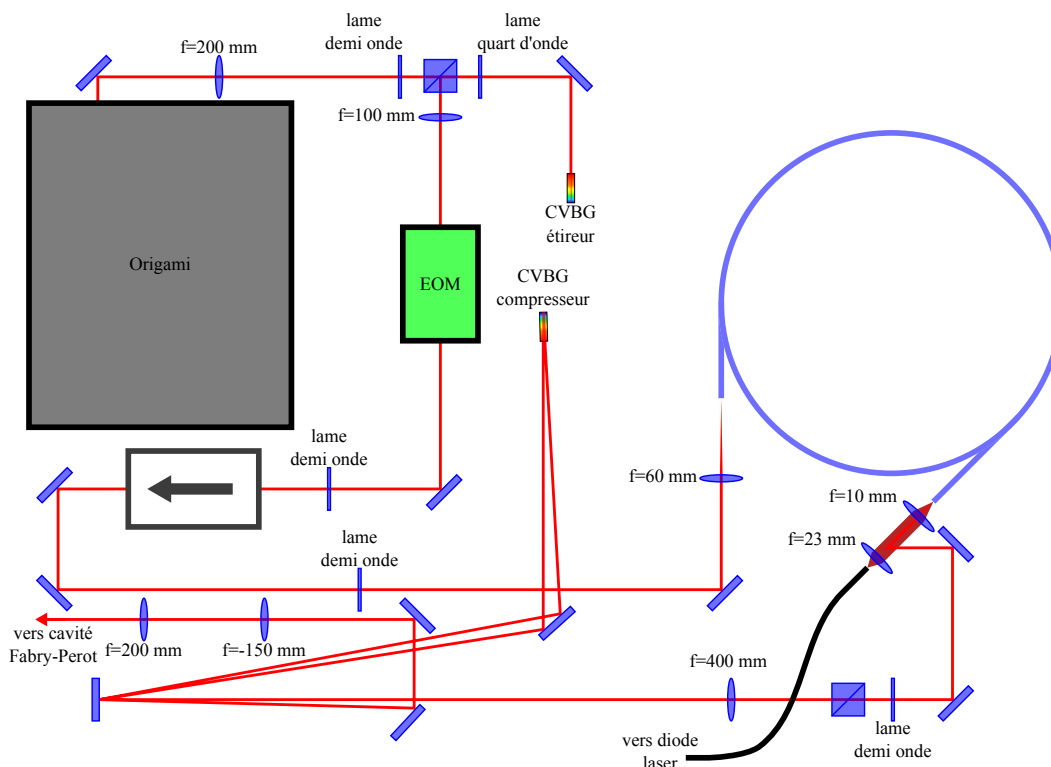


FIGURE 4.13 – Schéma du système d'amplification installé sur l'ATF.

réflecti par le CVBG. Celui-ci est présenté sur la figure 4.14 et comparé avec le spectre de l'Origami. La dispersion de ce CVBG donnée par le fournisseur est de  $113 \text{ ps.nm}^{-1}$  nous pouvons donc calculer la durée des impulsions étirées et celles-ci sont d'approximativement 249 ps.

Après avoir placé l'EOM, celui-ci doit être aligné de sorte que l'axe de propagation du faisceau laser et sa polarisation soient alignés par rapport à son cristal afin de limiter la RAM induite par celui-ci. Celle-ci est donnée par la mesure de l'écart entre la puissance de la porteuse à 178,5 MHz et celle des deux bandes latérales produite par la modulation à 5 MHz de l'EOM. Lorsque l'alignement est optimisé, nous obtenons les valeurs de RAM données dans le tableau 4.1.

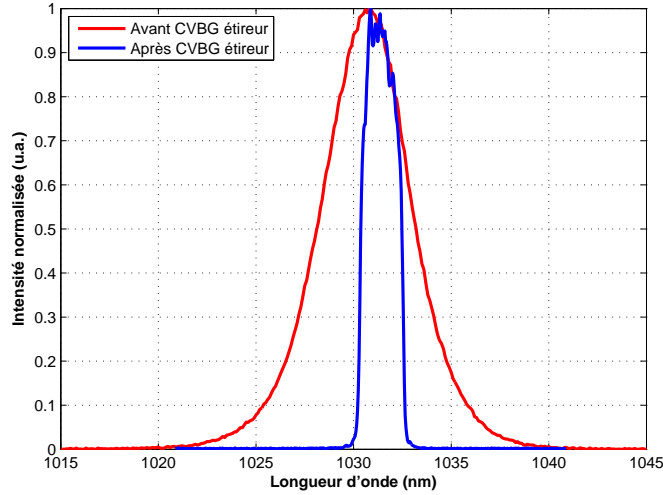


FIGURE 4.14 – Spectre optique du signal mesuré après son passage dans le CVBG étireur comparé à celui du signal délivré par l’oscillateur.

Profondeur de modulation (V)	RAM (dB)
1	-61
4	-64
8	-54

TABLE 4.1 – RAM selon l’amplitude de modulation de l’EOM.

Finalement, nous pouvons installer l’isolateur et la fibre active. La figure 4.15 présente notre système à cet instant de l’installation. Avant de continuer, nous vérifions que notre système d’amplification fonctionne en mesurant la puissance extraite en fonction de la puissance de pompage optique et nous mesurons une efficacité d’amplification d’approximativement 51 %. Cette mesure est présentée sur la figure 4.16a. Nous pouvons alors estimer l’intégrale  $B$  à approximativement 0,44 rad pour une puissance extraite de 55 W ce qui nous prévient d’effets non-linéaires délétères. De plus, nous mesurons le spectre amplifié pour une puissance extraite de 4,6 W. Comme nous le voyons sur la figure 4.16b, le spectre après amplification ne présente pas de différence significative avec le spectre avant amplification. Notre système est donc fonctionnel.

Finalement, nous plaçons une lentille de focale  $f = 400$  mm afin que le CVBG compresseur soit dans la zone de Rayleigh du faisceau laser. Une fois le CVBG installé, nous mesurons alors les spectres réfléchi et transmis par ce dernier. Comme nous le voyons sur la figure 4.17a, la bande spectrale du CVBG compresseur est légèrement plus étroite que celle du CVBG étireur et nous retrouvons bien les composantes spectrales non réfléchies dans le spectre optique du faisceau transmis par le CVBG. Pour finir, nous mesurons son efficacité en réflexion et celle-ci est d’approximativement 81 %. Finalement, nous simulons la durée des impulsions après étirement à partir de la dispersion du CVBG donnée par le fournisseur de  $80 \text{ ps.nm}^{-1}$  et trouvons une durée d’approximativement 68 ps. Cette durée est trop longue comparée à celle des paquets d’électrons et si nous considérons ces impulsions comme Gaussiennes, cela entraîne une perte de luminosité d’interaction lors des collisions de respectivement 68 % et 72 % par rapport à des impulsions de 10 ps et de 1 ps. Ce problème provient du fait que les CVBG ont été choisis pour l’oscillateur laser Genki et leurs dispersions ont été choisies pour que la durée de ses impulsions passe de 1 ps avant étirement à 20 ps après compression. Nous allons



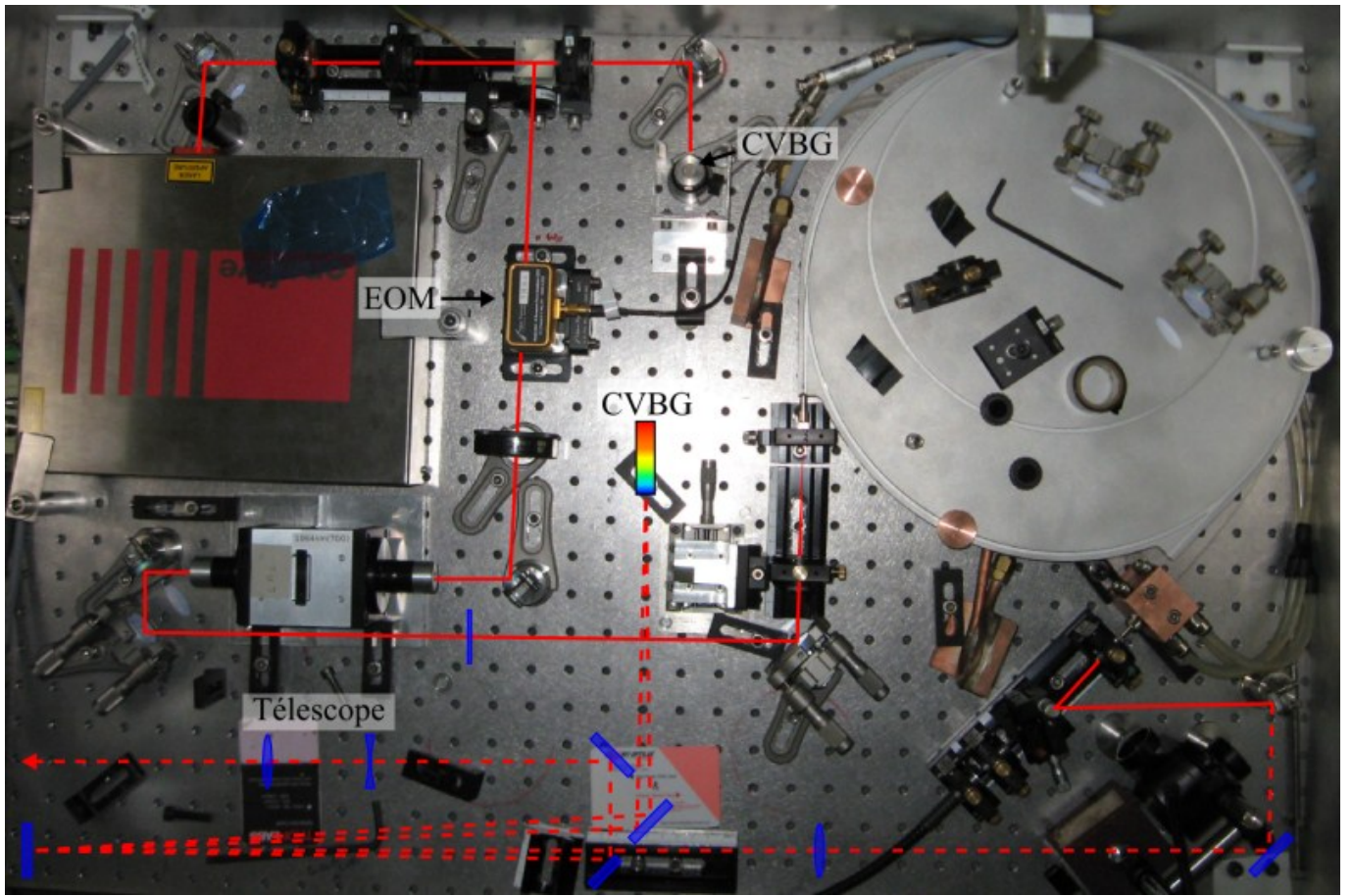


FIGURE 4.15 – Image du système d'amplification avant l'installation du CVBG compresseur et du télescope utilisé pour l'adaptation du mode optique du faisceau laser à celui de la cavité Fabry-Pérot.

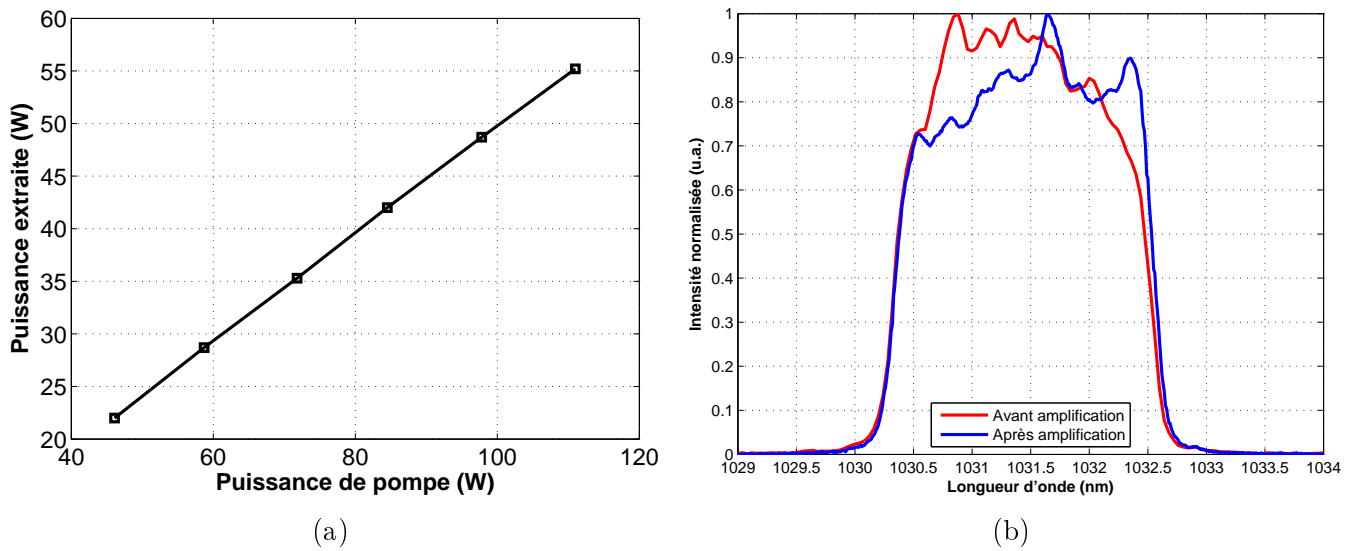
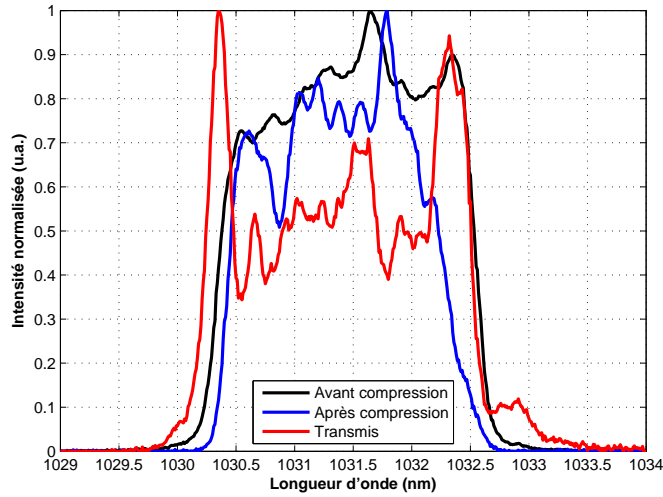
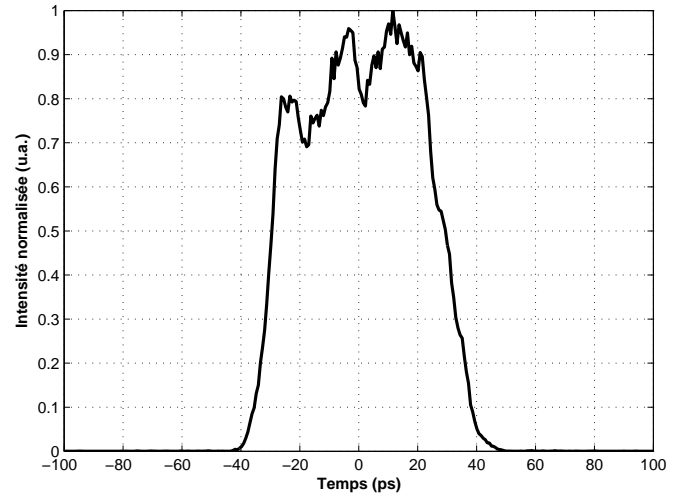


FIGURE 4.16 – Caractéristiques du signal amplifié. La figure 4.16a présente la puissance moyenne extraite mesurée en fonction de la puissance moyenne du pompage optique. L'efficacité est d'approximativement 51 %. La figure 4.16b présente le spectres optiques après l'amplification comparé à celui avant l'amplification.





(a) Domaine fréquentiel.



(b) Domaine temporel.

FIGURE 4.17 – Caractéristiques du signal amplifié après sa compression temporelle. La figure 4.17a présente son spectre optique mesuré après le passage dans le CVBG compresseur comparé à celui du signal après son amplification et à celui transmis par le CVBG compresseur. La figure 4.17b présente le profil temporel simulé des impulsions étirées.

présenter l'installation du télescope permettant d'ajuster le mode du faisceau laser sur celui de la cavité Fabry-Perot ainsi que l'alignement de celle-ci.

#### 4.2.4 Alignement de la cavité Fabry-Perot

**Adaptation du mode optique du faisceau laser au mode optique de la cavité Fabry-Perot.**

Nous avons vu dans le chapitre 3.3 que la taille du waist entre les deux miroirs plans de la cavité Fabry-Perot pour le mode fondamental  $TEM_{00}$  était d'approximativement  $1700\ \mu\text{m}$  et  $1200\ \mu\text{m}$  selon l'axe horizontal et vertical, respectivement. Nous devons donc ajuster le télescope présenté sur la figure 4.18 afin que le faisceau laser présente un waist de taille équivalente à proximité du waist entre les deux miroirs plans de la cavité Fabry-Perot. Cela se fait en quatre étapes. Premièrement,

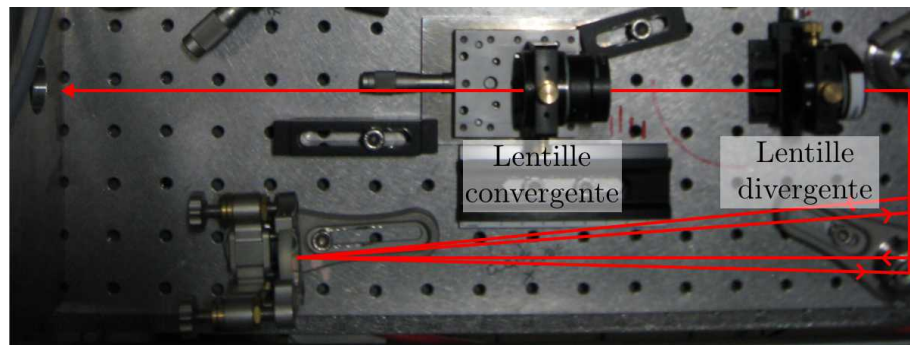


FIGURE 4.18 – Image du télescope utilisé pour l'adaptation du mode optique du faisceau laser à celui de la cavité Fabry-Perot. La monture de la lentille convergente est installée sur une platine de translation afin d'avoir un contrôle plus fin sur la taille mode optique.

nous mesurons la distance entre le waist du faisceau laser à proximité du CVBG compresseur et le

waist entre les deux miroirs plans de la cavité Fabry-Perot. En connaissant la taille des deux waist, nous pouvons calculer la position du télescope sur le chemin optique entre les deux waists pour un couple de lentilles divergente/convergente donné. Comme le faisceau n'est pas parfaitement Gaussien, nous devons compléter nos calculs par une procédure d'alignement empirique décrite par la suite. Deuxièmement, nous devons calculer une position déportée du waist entre les deux miroirs plans de la cavité Fabry-Perot. En effet, il ne nous est pas possible de positionner une camera CCD en son sein. Nous plaçons donc un miroir après  $M_1$  comme indiqué sur la figure 4.19a nous permettant de mesurer le faisceau autour du waist déporté. Nous testons ensuite plusieurs couples de lentilles divergentes/convergentes en variant légèrement leur position par rapport à celle donnée par le calcul jusqu'à trouver la meilleure adaptation. Ce protocole est empirique et peut souvent prendre plusieurs heures avant de converger vers une adaptation convenable.

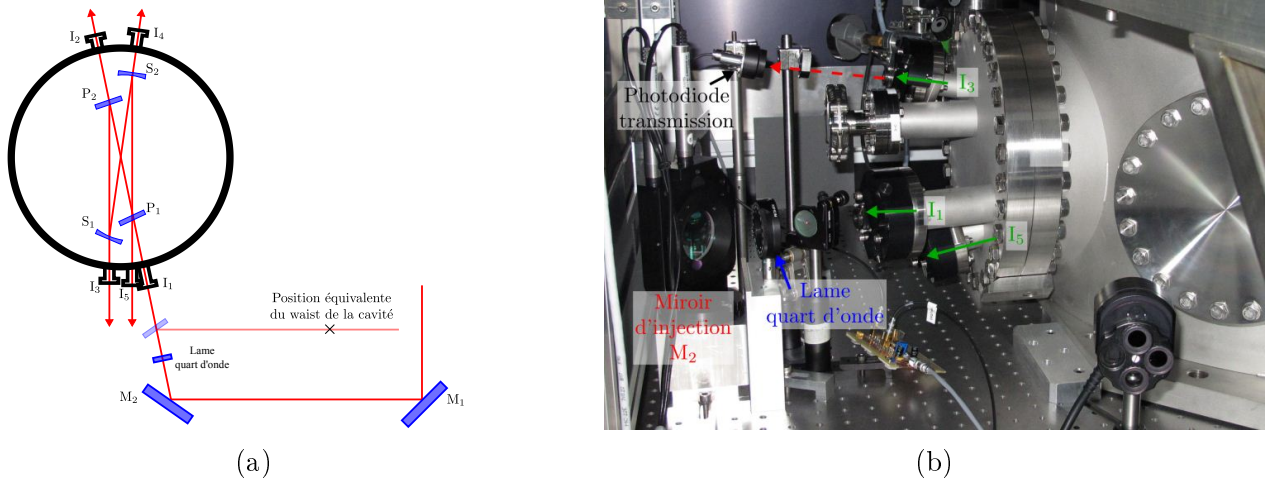


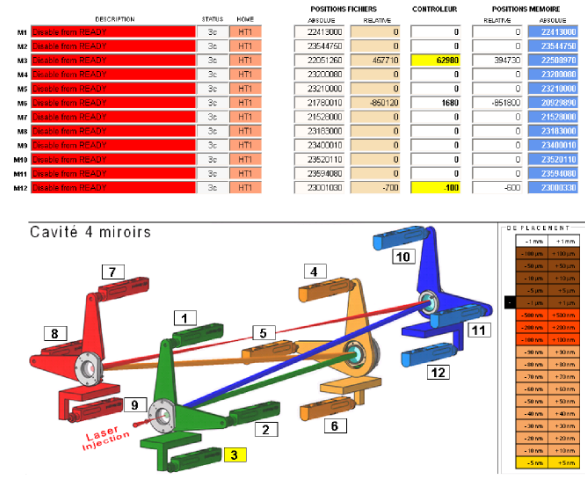
FIGURE 4.19 – Schéma global de la cavité Fabry-Perot ainsi que des deux miroirs d'injection  $M_1$  et  $M_2$  (4.19a) et image de la cavité Fabry-Perot du côté de l'injection de faisceau laser (4.19b).  $P_{1,2}$  et  $S_{1,2}$  sont respectivement les deux miroirs plans et les deux miroirs sphériques.  $I_1$  est un iris installé sur le chemin optique du faisceau injecté,  $I_2, I_3$  et  $I_4$  sont des iris installés sur les chemins optiques des faisceaux intra-cavité transmis respectivement par  $P_2, S_1$  et  $S_2$  et  $I_5$  est un iris installé sur les chemins optiques de la réflexion du faisceau injecté sur  $M_1$  et du faisceau intra-cavité transmis par  $M_1$ . Les iris sont fixés sur les brides de l'enceinte et sont réglables selon deux axes.

### Installation et alignement des quatre miroirs intra-cavité.

Nous allons maintenant décrire la procédure d'installation des miroirs dans la cavité Fabry-Perot. La figure 4.19 présente un croquis du système sur lequel nous nous baserons pour les explications de la procédure. De façon générale, la méthode pour aligner une cavité Fabry-Perot quatre miroirs est la suivante. Les centres des deux miroirs plan  $P_1$  et  $P_2$  ainsi que des iris  $I_1$  et  $I_2$  sont à 16 cm de hauteur par rapport à la base de la cavité Fabry-Perot et donc, par rapport à la table optique. Il est donc nécessaire de bien aligner le faisceau laser utilisé pour l'alignement des miroirs de la cavité Fabry-Perot en faisant en sorte qu'il passe par le centre des miroirs  $P_1$  et  $P_2$ . Nous allons donc aligner le faisceau afin que son chemin optique se superpose au faisceau virtuel qui circulerait entre les deux miroirs plans de la cavité Fabry-Perot. Pour cela, nous utilisons les miroirs d'injection  $M_1$  et  $M_2$ . Il y a deux étapes dans cet alignement, une grossière dans le plan horizontal et une fine dans les deux plans. L'alignement s'effectue sous un flux laminaire de classe 100 afin de conserver la propreté à l'intérieur de l'enceinte comme nous pouvons le voir sur la figure 4.20a.



(a) Installation des miroirs et contrôle de l'ouverture des iris sous flux laminaire.



(b) Interface du contrôle des douze moteurs intra-cavité.

FIGURE 4.20 – Installation et alignement des miroirs intra-cavité. Sur l'image 4.20a, l'ouverture de l'un des iris est délicatement modifiée. L'image 4.20b présente l'interface permettant de contrôler la position des quatre miroirs.

**Alignement grossier** À ce stade, les miroirs ne sont pas encore installés.  $M_1$  et  $M_2$  sont motorisés et ont tous les deux une excursion maximale de quelques degrés, il est donc nécessaire de faire un pré-alignement grossier. Pour le plan vertical, nous alignons le faisceau incident sur  $M_1$  afin qu'il soit à peu près parallèle à la table optique et à 16 cm de celle-ci. Pour le plan horizontal, nous déplaçons manuellement les socles des montures de  $M_1$  et  $M_2$  de façon à passer dans  $I_1$  et que la réflexion sur le hublot situé après  $I_1$  se superpose au faisceau incident dans le plan horizontal. Une fois cette première étape effectuée nous fixons les supports des deux miroirs à la table optique. Nous finissons l'alignement grossier en faisant varier  $\theta_y$  sur  $M_2$  afin de passer par  $I_2$ . Une fois cette seconde étape effectuée, le faisceau laser passe dans les montures des deux miroirs plans  $P_1$  et  $P_2$  de la cavité. Il faut maintenant s'assurer que lorsque les miroirs seront placés, le faisceau passera en leur centre. Un alignement plus fin est alors effectué.

**Alignement fin** Nous plaçons les iris  $I_{P_1}$  et  $I_{P_2}$  dans les montures de  $P_1$  et  $P_2$ , respectivement. Le centre des montures correspond à la position du centre des iris. Il faut orienter  $M_1$  et  $M_2$  de façon à ce que le faisceau passe dans les trous des deux iris. Naturellement,  $M_1$  sera utilisé pour l'alignement sur  $I_{P_1}$  et  $M_2$  sur  $I_{P_2}$ . Afin de s'assurer que le faisceau passe bien dans les centres des deux iris, nous utilisons sa diffraction lors de son passage dans le trou des iris. En effet, le passage de l'onde lumineuse dans un trou va produire une tache d'Airy et le centre de la tache d'Airy correspondra à celui du faisceau seulement lorsque son pic d'intensité coïncidera avec le centre du trou. Les angles  $\theta_x$   $\theta_y$  des deux miroirs d'injections sont donc ajustés afin que le centre du faisceau lorsque les iris sont ouverts soit à la même position que celui des taches d'Airy lorsque les iris sont fermés. Cette procédure est ensuite utilisée pour tous les alignements dans la cavité.

Après ces deux étapes, le faisceau laser parcourt approximativement le même chemin optique que le faisceau de la cavité Fabry-Perot entre ses deux miroirs plans. Nous alignons ensuite les iris  $I_1$  et  $I_2$  afin que lorsqu'ils soient fermés, le centre de la tache d'Airy formée soit à la même position que le

centre du faisceau. Nous allons maintenant passer à l'alignement des miroirs intra-cavité.

**Alignement des miroirs intracavité** Nous commençons par placer  $P_2$  dans sa monture et plaçons un iris  $I_{S_1}$  dans la monture de  $S_1$ . Nous ajustons ensuite  $P_2$  de façon à ce que le faisceau passe au centre de  $I_{S_1}$  en utilisant la même méthode que précédemment. Une fois cela fait, nous alignons l'iris  $I_3$  de la même façon que  $I_1$  et  $I_2$ . Finalement, nous pouvons placer  $S_1$  dans sa monture. Nous suivons ensuite la même procédure pour le second miroirs sphérique  $S_2$  ainsi que pour les iris  $I_4$  et  $I_5$  situé derrière  $S_2$  et  $P_1$ , respectivement. Nous souhaitons faire remarquer que le passage par les fentes du tube doit être pris en compte lors de l'alignement de  $S_1$  comme l'on peut le voir sur la figure 4.21. L'alignement du premier miroir plan  $P_1$  est différent. En effet, la finesse de la cavité étant élevée, il

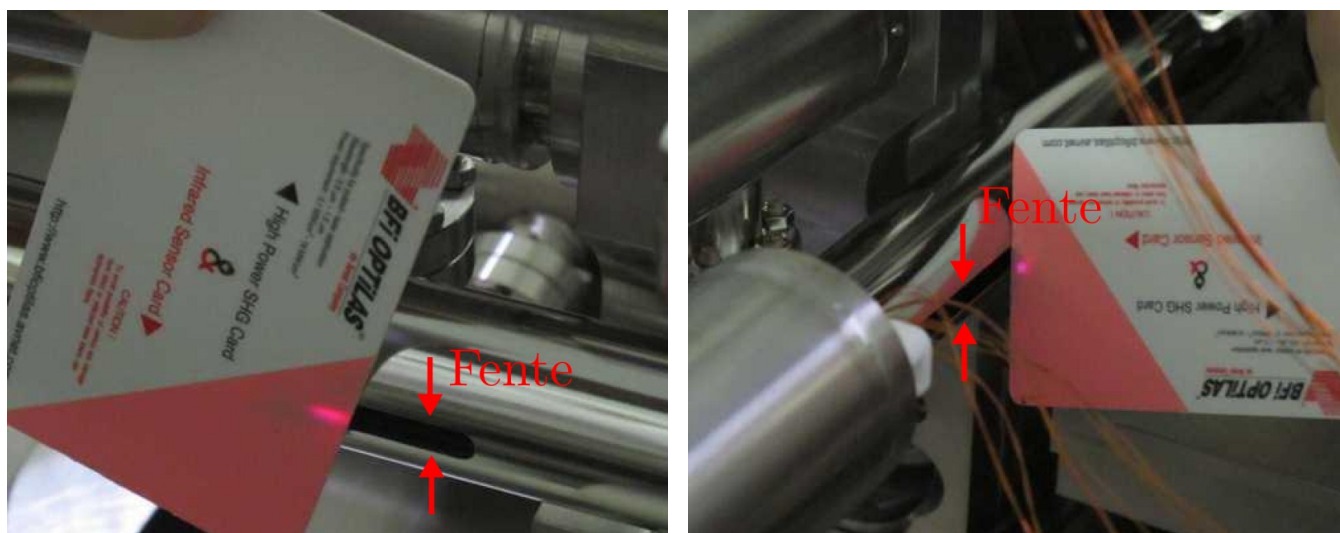


FIGURE 4.21 – Vérification que le faisceau laser passe bien au centre de la fente de 5 mm usinée dans le tube.

n'est pas possible d'aligner ce dernier miroir en utilisant l'iris  $I_2$  situé derrière  $P_2$  car l'intensité du faisceau transmis est trop petite. Nous alignons donc  $P_1$  à l'aide de la réflexion du faisceau incident sur celui-ci qui doit passer dans le centre de  $I_5$ . Une fois cela fait, la cavité Fabry-Perot est alignée. et notre système est prêt à être utilisé.

Finalement différents éléments sont placés sur le système optique afin d'avoir constamment des informations sur son état comme nous pouvons le voir sur la figure 4.22.

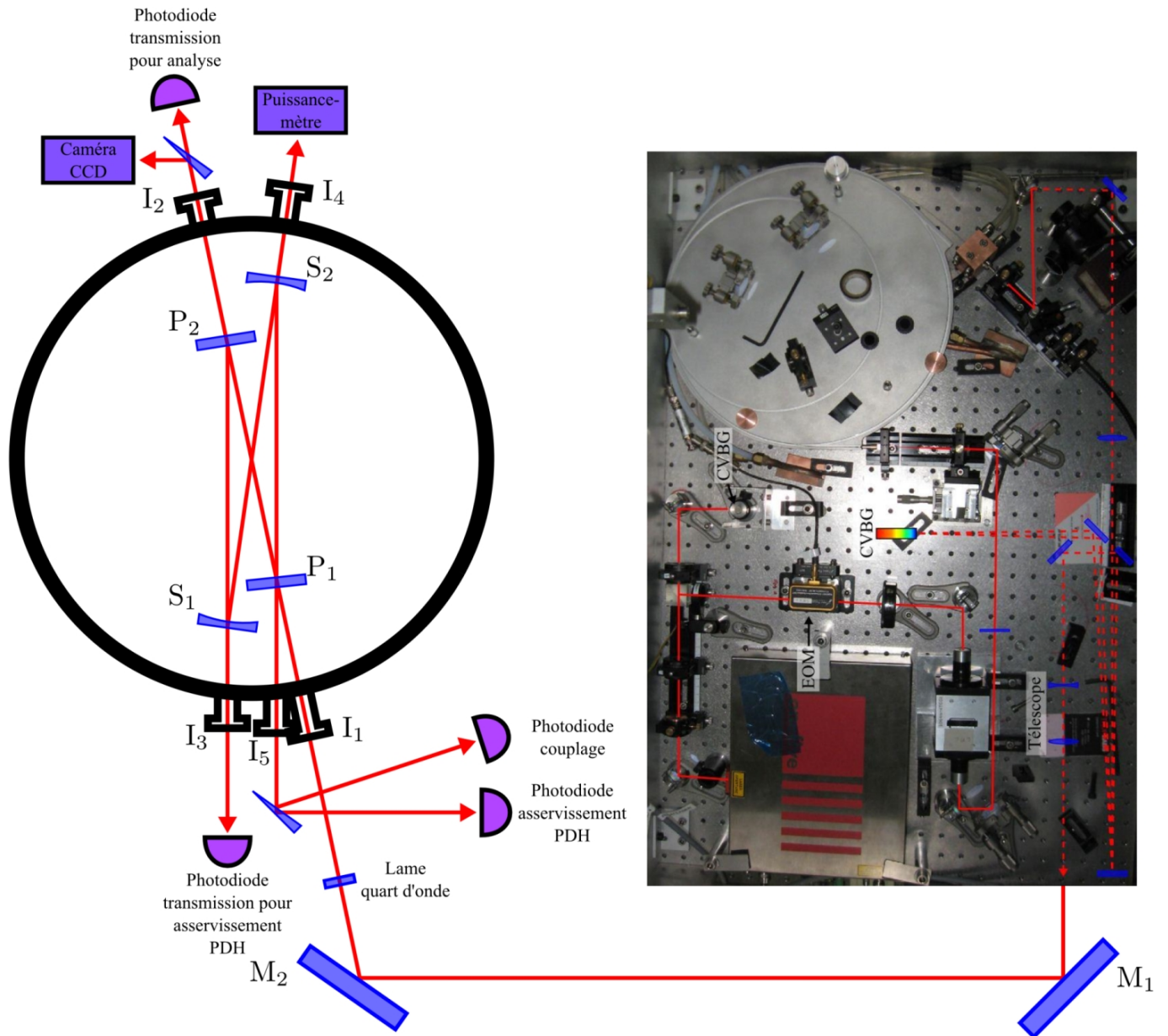


FIGURE 4.22 – Schéma global du système optique. Deux photodiodes sont placées sur le trajet optique du faisceau laser réfléchi/transmis par  $P_1$ . Une est utilisée pour mesurer la puissance couplée dans la cavité Fabry-Perot et la seconde pour l’asservissement de l’oscillateur laser sur la cavité Fabry-Perot. Une photodiode est positionnée derrière  $S_1$  afin de voir les instants où le faisceau laser entre en résonance dans la cavité Fabry-Perot pour déclencher l’asservissement. Un puissance-mètre est positionné derrière  $S_2$  afin de pouvoir remonter à la puissance intra-cavité à partir de la transmission de  $S_2$ . Une caméra CCD et une photodiode rapide sont installées derrière  $P_2$ . La caméra CCD est utilisée pour voir le mode optique circulant dans la cavité Fabry-Perot et la photodiode rapide pour enregistrer les variations rapides de la puissance intra-cavité pour les corrélérer aux variations du flux de rayons gamma.



## 4.3 Synchronisation et acquisition des données

### 4.3.1 Synchronisation

Comme nous l'avons vu dans la section 3.2, il est nécessaire d'avoir un asservissement entre l'oscillateur laser et la cavité Fabry-Perot pour obtenir un empilement cohérent d'impulsions. Selon les besoins de l'expérience, c'est l'oscillateur laser ou la cavité qui peuvent être asservis. Dans notre cas, nous avons choisi d'asservir l'oscillateur laser à la cavité Fabry-Perot pour les raisons explicitées dans la section 3.2. Il y a donc moins d'inertie lorsqu'ils sont déplacés par un cristal piézoélectrique, augmentant ainsi la bande bassante de l'actuateur. Notre système a donc une première boucle de rétroaction qui asservit l'oscillateur laser à la cavité Fabry-Perot, permettant ainsi l'amplification passive du faisceau laser au sein de celle-ci. La figure 4.23 présente l'interface du système de contrôle de l'asservissement de l'oscillateur laser sur la cavité Fabry-Perot et un diagramme de cette boucle d'asservissement est présenté sur la figure 4.24. Une fois que les impulsions laser sont stockées dans

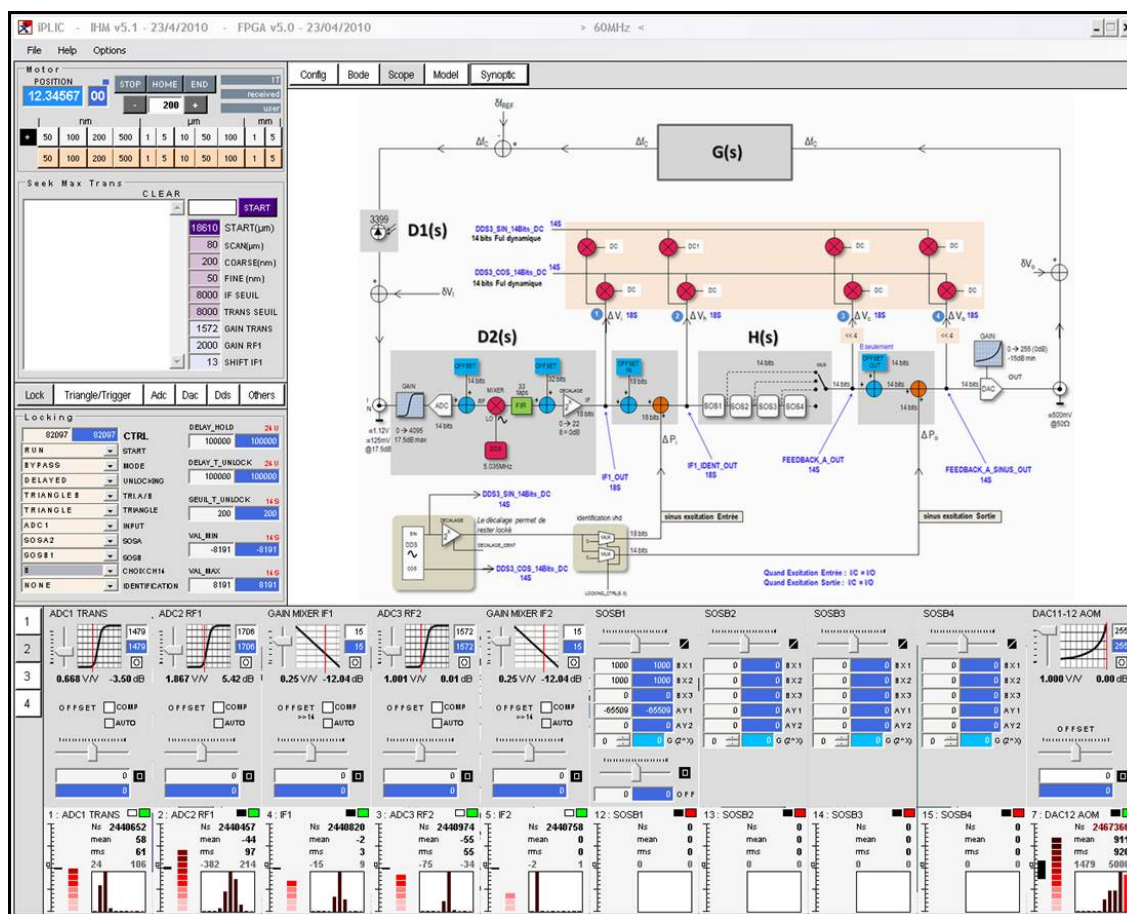


FIGURE 4.23 – Panneau de contrôle de l'asservissement de l'oscillateur laser sur la cavité Fabry-Perot.

la cavité Fabry-Perot, un second contrôle est nécessaire afin que les impulsions laser soient au point d'interaction en même temps que les paquets d'électrons. Pour cela, il y a une seconde boucle de rétroaction qui asservit la cavité Fabry-Perot à une sous-harmonique de la fréquence d'horloge de l'ATF qui est de 2856 MHz comme nous l'avons vu précédemment. Nous prenons donc la seizième sous-harmonique de cette fréquence, soit 178,5 Mhz. Cet asservissement se fait grâce à un cristal piézoélectrique annulaire installé entre le miroir  $P_2$  de la cavité Fabry-Perot et sa monture. Une fois

la boucle de rétroaction active, il est nécessaire de mettre en phase les impulsions circulant dans la cavité Fabry-Perot et les paquets d'électrons. Pour cela, le délais des impulsions est ajusté. Un diagramme du système de synchronisation est présenté sur la figure 4.24. Finalement, bien que plus lent qu'un système analogique, le choix d'un système numérique est dû au fait que celui-ci est plus facile et rapide à modifier ce qui est un avantage imporant lors du développement d'un système.

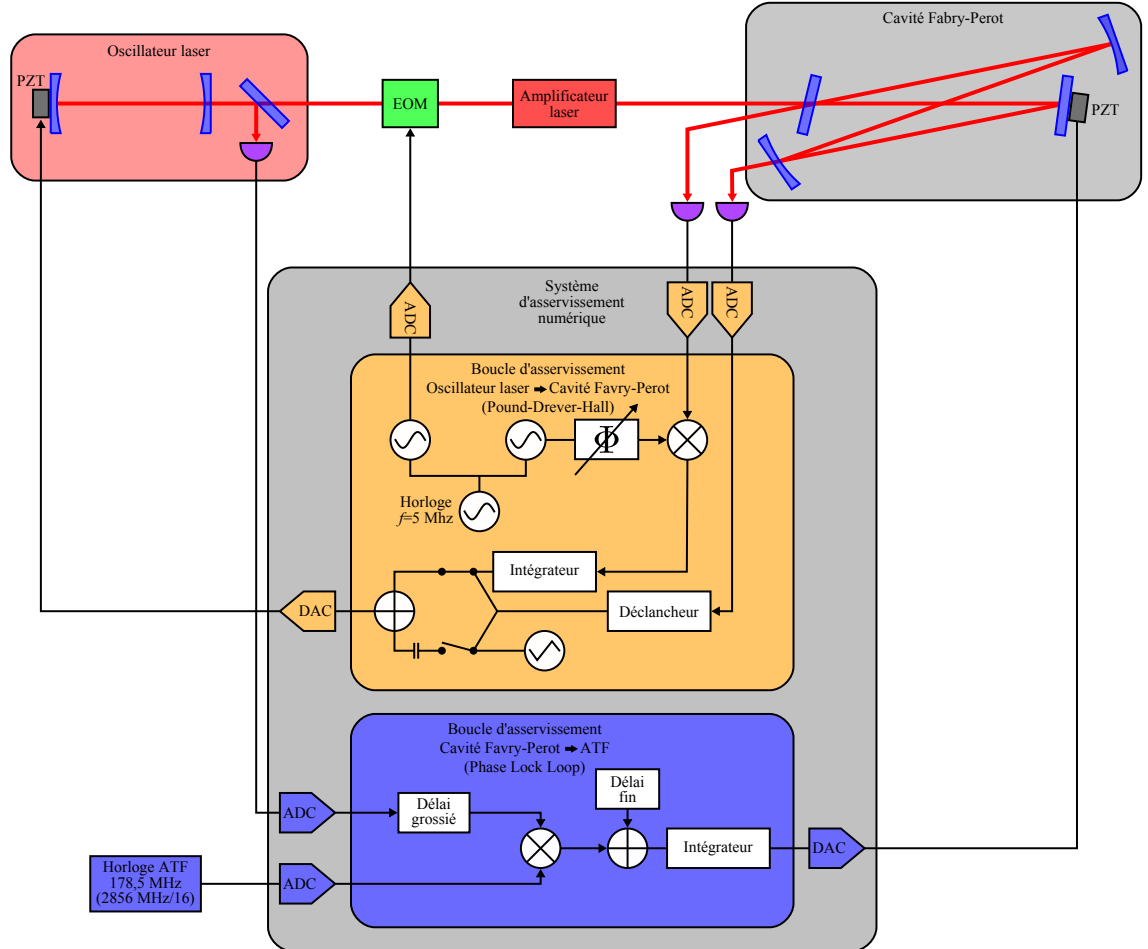


FIGURE 4.24 – Diagramme du système de synchronisation. Notons que le schéma de la cavité laser est simplifié et ne représente pas la cavité réelle. ADC signifie *Analog-to-Digital Converter* et DAC signifie *Digital-to-Analog Converter*.

### 4.3.2 Aquisition des données

Les signaux à enregistrer et analyser peuvent être séparés en trois catégories. La première catégorie comprend les signaux directement nécessaires à l'analyse des données pour la détection des rayons gamma et donc ceux issus du photomultiplicateur pour le signal de rayons gamma, de la photodiode rapide derrière  $P_2$  pour la puissance intra-cavité, de l'horloge ATF à 357 MHz pour la fréquence des collisions et du déclencheur de l'injection des paquets d'électrons dans l'anneau de stockage. L'oscilloscope utilisé pour ces signaux est un LeCroy WS454 (500MHz 1GSa/s). La seconde catégorie comprends les signaux indiquant le statut de la cavité Fabry-Perot qui sont ceux issus des photodiodes transmission et couplage, la tension appliquée au cristal piézoélectrique dans la cavité de

l'oscillateur laser et le signal d'erreur de l'asservissement. L'oscilloscope utilisé pour ces signaux est un Tektronix TDS2024 (200MHz 2GSa/s). La troisième catégorie comprends les signaux indiquant le statut de l'ATF qui sont principalement les signaux RF. L'oscilloscope utilisé pour ces signaux est un Tektronix DPO4104 (5GHz 1GSa/s). Afin de limiter la longueur des câbles apportant les signaux aux oscilloscopes, ces derniers sont situés dans le tunnel de l'anneau de stockage de l'ATF et protégés des radiations par des blocs de plomb. Par conséquent, les trois oscilloscopes sont connectés au réseau du KEK par connection ethernet et leurs traces sont visualisables depuis notre panneau de contrôle situé à l'extérieur de l'ATF.

Cependant, un point particulièrement important dans ce type d'expérience est la durée des acquisitions de données. En effet, celles-ci durent de nombreuses heures car il est nécessaire d'avoir une quantité de données assez importante pour vérifier la répétabilité des processus étudiés et obtenir de bonnes statistiques. De plus, il y a douze canaux d'oscilloscope à enregistrer. Par conséquent, il est important d'automatiser ces acquisitions de données. Pour cela, deux codes qui lisent les canaux des oscilloscopes LeCroy WS454 et Tektronix TDS2024 puis stockent les données lues dans une base de données MySQL ont été écrits en GNU Octave<sup>1</sup>. La base de données MySQL est située sur un disque dur local. Chaque code est dédié à un oscilloscope et lit les canaux à tour de rôle. À chaque groupe de données que les codes enregistrent dans la base MySQL sont assignées une série d'informations nécessaires à l'analyse future comme la date et l'heure de l'enregistrement ainsi que ce à quoi correspond le canal de l'oscilloscope enregistré (photodiode couplage, photomultiplicateur etc.). De plus, certaines données sont complétées avant d'être stockées. C'est par exemple le cas de celles provenant de la transmission derrière le miroir  $S_1$  de la cavité Fabry-Perot où un calcul leur est appliqué pour que le code enregistre la puissance stockée dans la cavité Fabry-Perot en plus de la tension lue par l'oscilloscope. Finalement, les paramètres liés au statut de l'ATF tels que les positions horizontales et verticales du faisceau d'électrons dans son tube, la position des six moteurs utilisés pour déplacer notre table optique et le mode de fonctionnement de l'ATF sont aussi enregistrés. Pour cette acquisition, un code écrit en EPICS<sup>2</sup> se connecte régulièrement au serveur de l'ATF pour télécharger ces données sur le disque dur local.

### 4.3.3 Contrôle de l'expérience

Comme nous l'avons mentionné dans l'introduction de ce chapitre, un accélérateur de particule en fonctionnement est une zone radio-protégée. Dans le cas de l'ATF, mis à part quelques semaines de maintenance au cours de l'année, les accès sont seulement possible durant le weekend. Ainsi, aucun accès direct à l'expérience n'est possible pendant les prises de données. Il est donc nécessaire d'avoir un contrôle et un visuel sur un certain nombre de paramètres depuis une salle de contrôle. En ce qui concerne le contrôle à distance, nous pouvons faire un classement en deux catégories. La première concerne les paramètres liés aux deux boucles d'asservissement et permet les contrôles suivants :

- fréquence de répétition de l'oscillateur laser via la température de la cavité laser ;
- asservissement de l'oscillateur laser sur la cavité Fabry-Perot et ajustement des gains de la rétroaction ;
- asservissement de la cavité Fabry-Perot à l'horloge de l'ATF et ajustement de la phase des impulsions laser relative aux paquets d'électrons.

Quand à la seconde, elle concerne les paramètres à ajuster ou à contrôler plus occasionnellement :

---

1. <http://www.gnu.org/software/octave/>

2. Experimental Physics and Industrial Control System, <http://www.aps.anl.gov/epics/>



- paramètres liés à cavité Fabry-Perot (position des miroirs et pression) ;
- ajustement de la position de la table optique ;
- paramètres liés au système d’amplification laser (puissance de la diode de pompage optique, température etc.) ;
- sécurité avec un système d’arrêt du faisceau laser.

La seconde catégorie concerne le contrôle des signaux et l’acquisition des données :

- puissance-mètre derrière  $S_2$  ;
- caméra CCD derrière et photodiode derrière  $P_2$  ;
- lecture et contrôle des oscilloscopes ;
- enregistrement des données.

Un synoptique du système est présenté sur la figure 4.25 et une image du panneau de contrôle de l’expérience est présentée sur la figure 4.26.

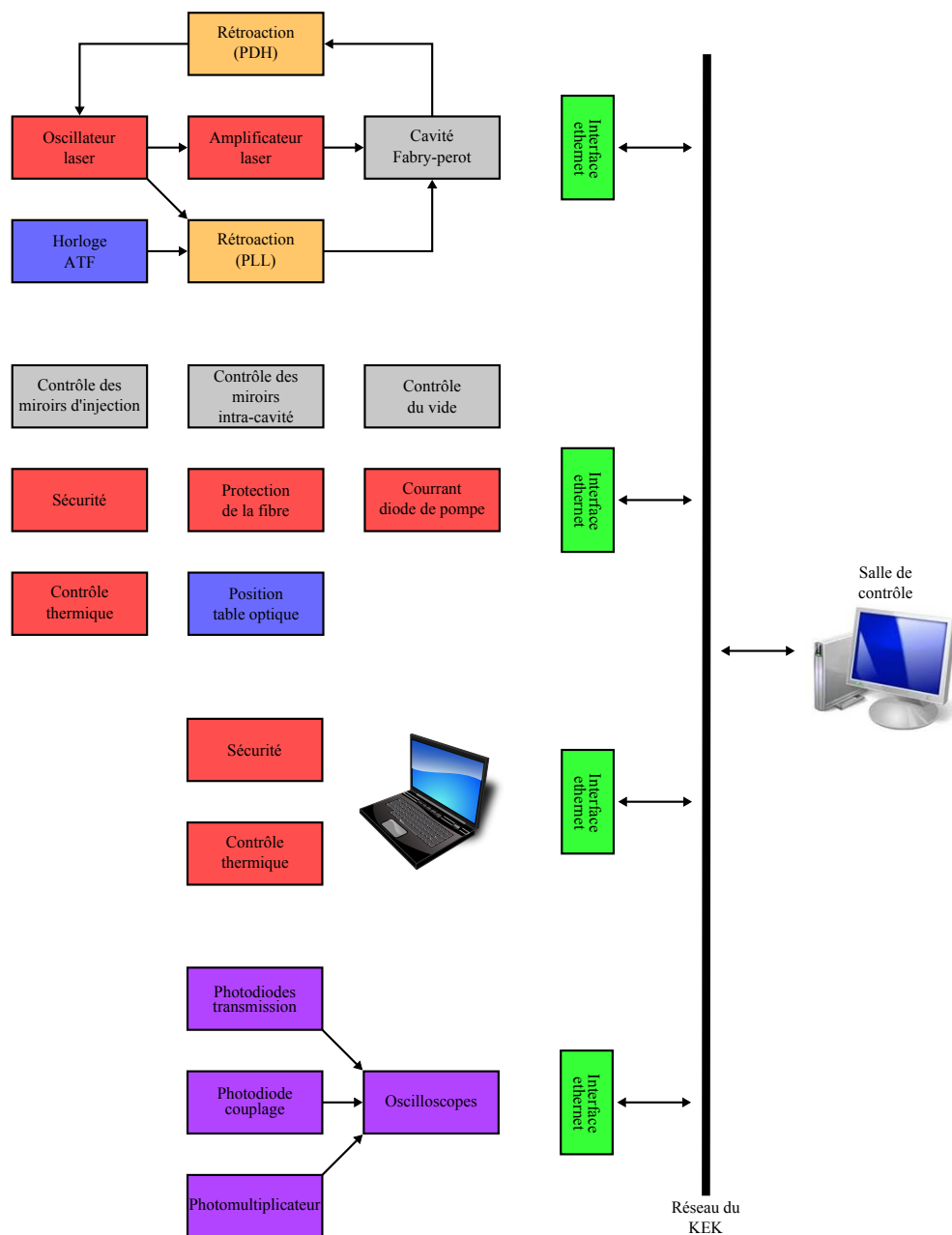


FIGURE 4.25 – Diagramme du système de contrôle de l'expérience.

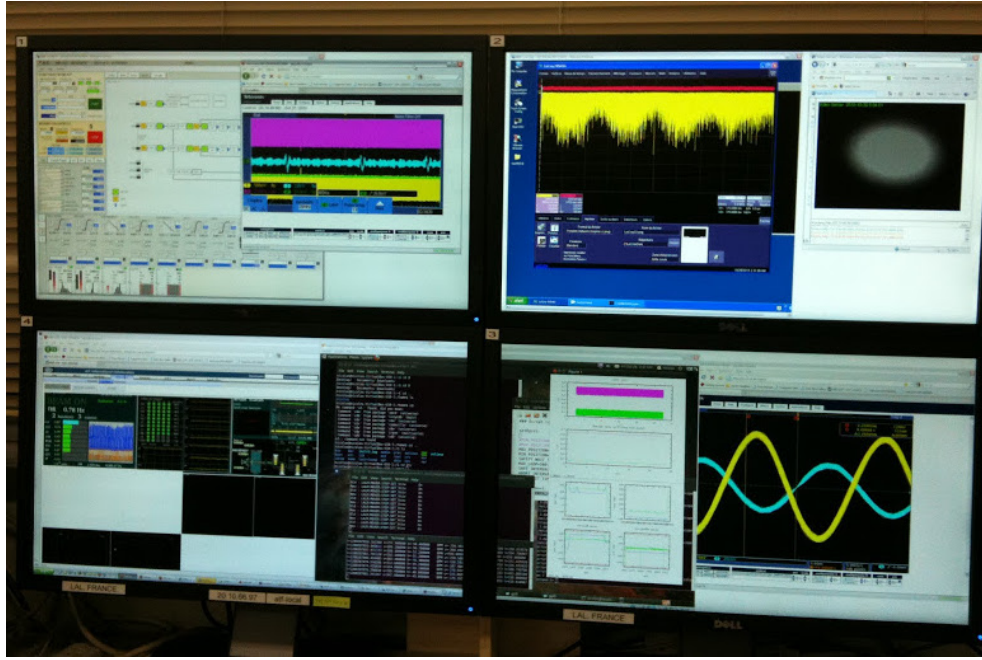


FIGURE 4.26 – Panneau de contrôle et visuel de l'expérience.

## 4.4 Résultats

### 4.4.1 Empilement cohérent d'impulsions dans la cavité Fabry-Perot

#### Injection du faisceau laser dans la cavité Fabry-Perot

Avant de commencer l'asservissement de l'oscillateur laser sur la cavité Fabry-Perot, il est important d'optimiser l'injection du faisceau laser dans cette dernière afin que la plus grande partie de la puissance se couple dans le mode optique fondamental  $TEM_{00}$  de la cavité Fabry-Perot. Pour cet alignement, nous utilisons les miroirs  $M_1$  et  $M_2$  pour contrôler l'injection du faisceau laser et la photodiode en transmission derrière  $S_1$  ainsi que la camera CCD derrière  $P_2$  pour la visualisation. Le protocole est le suivant. Premièrement, un signal électrique triangulaire est envoyé au cristal piézoélectrique de l'oscillateur laser. La tension crête à crête du signal doit être assez importante pour que la variation de fréquence induite balaie deux résonances du mode optique fondamental. La photodiode nous permet alors de détecter un certain nombre de pics correspondant aux résonances des différents modes optique de la cavité Fabry-Perot comme nous le voyons sur la figure 4.27a. Il faut alors repérer quelle résonance correspond au mode optique fondamental avec la caméra CCD et en faisant varier signal triangulaire de façon à sélectionner les différentes résonances. Une fois que cette résonance est identifiée, il faut aligner le faisceau laser de façon à augmenter son intensité tout en diminuant celle des autres résonances. Une fois cette procédure terminée, un signal tel que celui que nous voyons sur la figure 4.27b est perçu. Nous remarquons alors que les modes d'ordre supérieurs sont encore présents et grâce aux pics visibles au pied de la résonance des modes  $TEM_{00}$  et  $TEM_{01/10}$ . Cela signifie que l'adaptation du mode du faisceau laser n'est pas optimale ce que nous pouvons comprendre en regardant les profils spaciaux du faisceau laser injecté mesuré à la position équivalente du waist de la cavité Fabry-Perot et du faisceau laser transmis par le miroir  $P_2$  mesuré juste derrière l'iris  $I_4$  présentés sur la figure 4.28. Or, en admettant que le profil spacial mesuré juste derrière l'iris  $I_4$  est très proche de celui du waist entre les deux miroirs plans, nous voyons que la taille du faisceau laser injecté au niveau du waist entre les deux miroirs plans est différente de celle

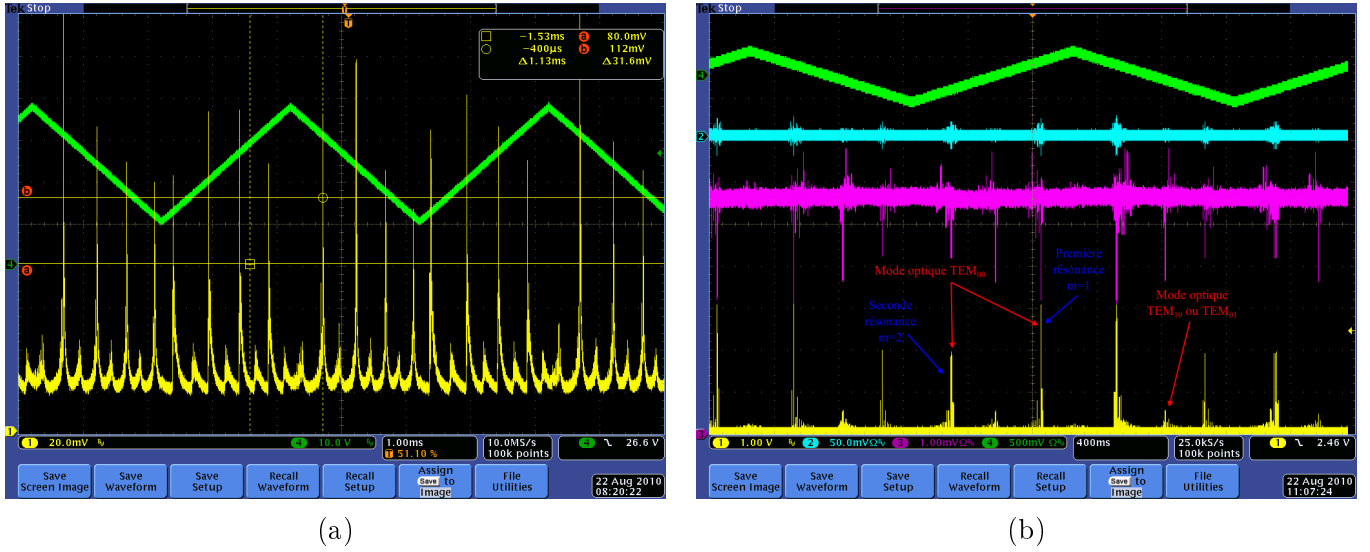


FIGURE 4.27 – Traces de l'oscilloscope. Nous voyons les résonances de la cavité Fabry-Perot durant (figure 4.27a) et après (figure 4.27b) l'alignement du faisceau laser. La voie 1 (jaune) correspond aux résonances détectées par la photodiode située derrière  $S_1$ , la voie 2 (cyan) correspond au signal d'erreur, la voie 3 (magenta) correspond au signal de la photodiode couplage, la voie 4 (vert) correspond à la tension appliquée au cristal piézoélectrique.

du mode propre de la cavité Fabry-Perot entre ces même miroirs. Cela explique donc la résonance des modes optiques d'ordres supérieurs sur la trace d'oscilloscope présentée sur la figure 4.27b. Notons aussi que nous n'obtenons pas nécessairement la première résonance du mode fondamental à la fin de l'alignement. De façon générale, il est nécessaire d'accorder les fréquences de la cavité laser et de la cavité Fabry-Perot à la fin de l'alignement pour obtenir la résonance principale.

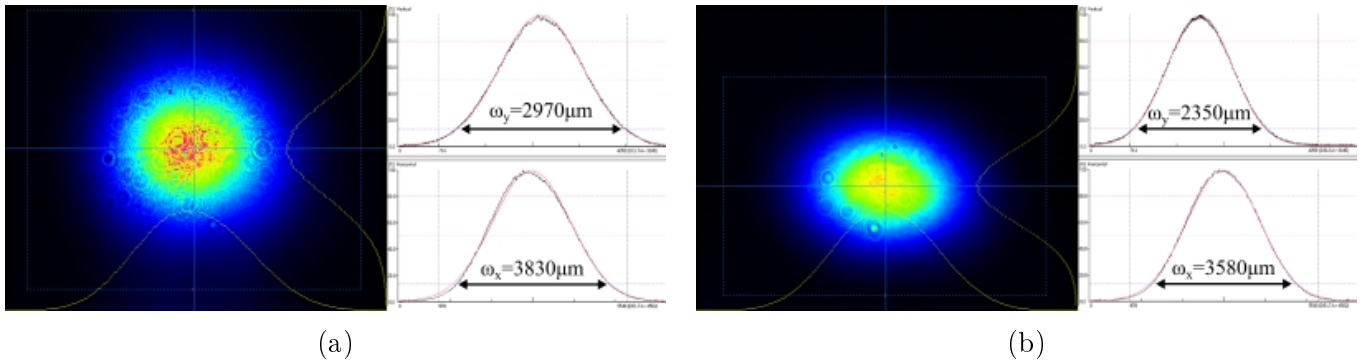


FIGURE 4.28 – Profil spaciaux du faisceau laser injecté mesuré à la position équivalente du waist de la cavité Fabry-Perot (figure 4.28a) et du faisceau laser transmis par le miroir  $P_2$  mesuré juste derrière l'iris  $I_4$  (figure 4.28b).

## Résultat de l'empilement cohérent d'impulsions

Maintenant que le faisceau laser est injecté dans la cavité Fabry-Perot, nous testons l'empilement cohérent d'impulsions au sein de celle-ci. Pour ce test, en enregistrons la puissance du faisceau laser transmis par le miroir sphérique  $S_2$  et la puissance moyenne du faisceau laser injecté dans la cavité

Fabry-Perot est de 6 W. En utilisant la valeur de la transmission du miroir sphérique  $S_2$  donnée dans la table 3.1, nous remontons aux variations de la puissance moyenne intra-cavité présentées sur la figure 4.29. Les chutes brutales de puissance proviennent de coupures dans la boucle d’asservissement

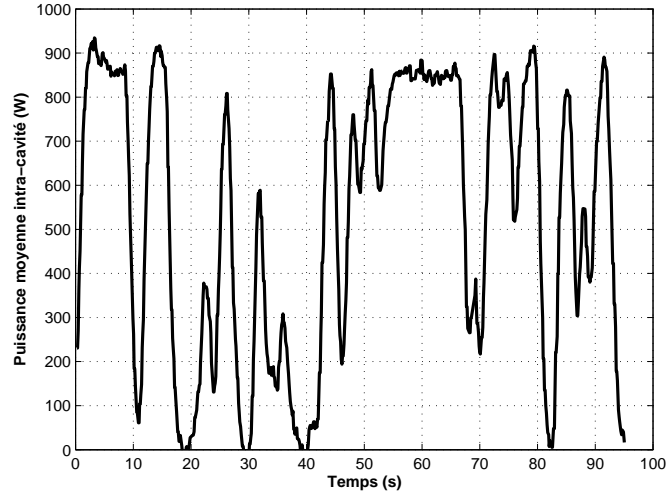


FIGURE 4.29 – Variations de la puissance moyenne intra-cavité pendant 95 s. La puissance moyenne injectée est de 6 W.

dues à un son aigu répétitif présent dans l’anneau de stockage pendant cette mesure. Nous mesurons donc une puissance moyenne intra-cavité maximale d’approximativement 934 W. Par conséquent, en considérant un gain de 997 comme nous l’avons vu dans la section 3.1.3, nous calculons un couplage maximal de 15,6. Cependant, si nous regardons le signal issu de la photodiode couplage sur la figure 4.30a, nous remarquons qu’en réalité, la puissance intra-cavité varie très rapidement. Nous nous proposons alors de regarder ces variations plus en détails sur la figure 4.30b. D’après les signaux issus des photodiodes transmission et couplage, nous voyons alors que la puissance intra-cavité oscille avec une période d’approximativement 30  $\mu$ s. Ce problème provient des filtres numériques de l’asservissement et n’a pas pu être résolu avant la fin des prises de données.

Le dernier point que nous testons est le comportement du couplage optique du faisceau laser dans la cavité Fabry-Perot en fonction de la puissance moyenne injectée. Le protocole expérimental est le suivant. Nous augmentons la puissance moyenne du signal injecté par pas de 1 W et nous attendons assez longtemps afin que le système se thermalise après chaque augmentation. Après chaque thermalisation, nous optimisons l’injection du faisceau laser avec les miroirs  $M_1$  et  $M_2$  puis mesurons le couplage. Pour cette mesure, c’est le maximum qui est relevé et pas la moyenne des oscillations. Ces mesures sont présentées sur la figure 4.31. Nous remarquons alors que le couplage diminue lorsque la puissance moyenne du signal injecté augmente mais que l’augmentation compense cette diminution du couplage jusqu’à un certain point. En effet, nous voyons que la courbe de la puissance moyenne couplée augmente avant de s’infléchir vers 9 W. La puissance moyenne injectée ne compense alors plus les six points de perte de couplage. Nous pensons que cela peut s’expliquer par deux phénomènes. Premièrement, la présence de lentille thermique sur la lentille en sortie d’amplification. En effet, cette dernière est traversée par le signal amplifié ainsi que le faisceau laser de pompage optique. De plus, nous savons que ce dernier chauffe la monture de cette lentille avec les mesures présentées dans la section 2.3.6 et les sondes thermiques placées sur la monture confirment cela. La lentille thermique entraîne alors un changement de la taille et de la position du waist du signal injecté dans la cavité Fabry-Perot. Deuxièmement, l’échauffement de l’extrémité de la monture de la fibre active

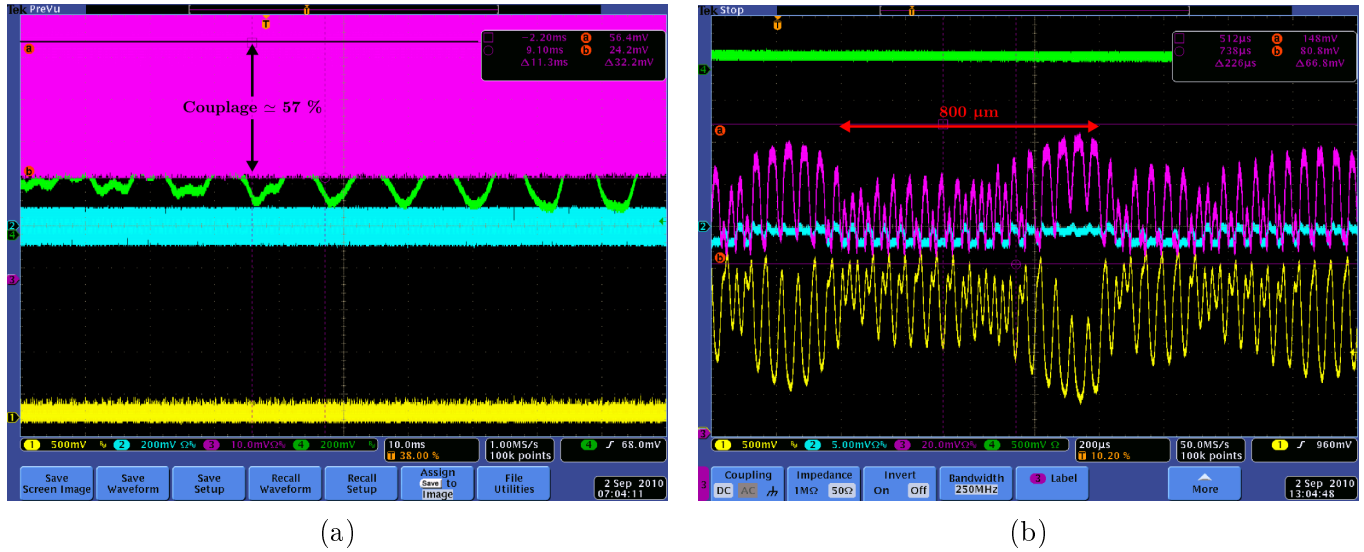


FIGURE 4.30 – Traces de l’oscilloscope pendant l’asservissement. La voie 1 (jaune) correspond au signal de la photodiode transmission, la voie 2 (cyan) correspond au signal PDH, la voie 3 (magenta) correspond à la photodiode couplage et la voie 4 (vert) correspond à la tension appliquée sur le cristal piézoélectrique. Les signaux sur la figure 4.30a sont enregistrés sur 100 ms et ceux sur la figure 4.30b le sont sur 2 ms. Notons que la mesure de la figure 4.30b a été prise quelques jours avant la précédente mais le résultat reste valide.

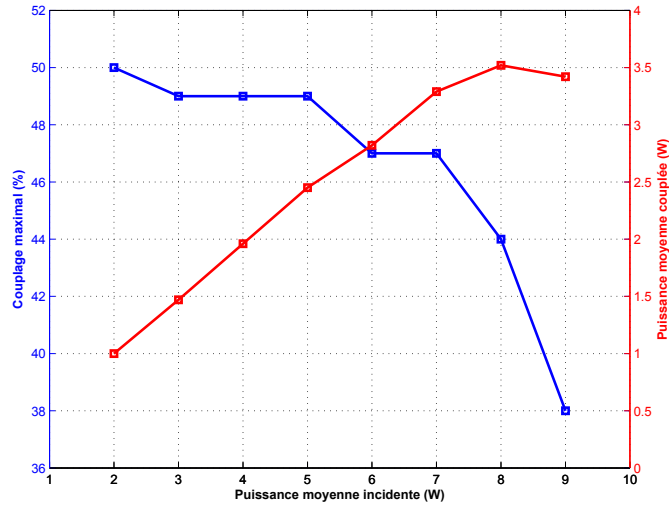


FIGURE 4.31 – Variations du couplage et de la puissance moyenne couplée dans la cavité Fabry-Perot en fonction de la puissance moyenne injectée.

ainsi que de la lentille en sortie d'amplification induit un dépointé du signal amplifié. Cela fait que le signal couplé dans la cavité Fabry-Perot est toujours en mouvement. C'est donc en partie dans l'objectif de réduire ces effets délétères que nous avons décidé de développer la troisième architecture d'amplification présentée dans la section 2.4.

#### 4.4.2 Production de rayons gamma polarisés circulairement

Maintenant que nous avons présenté et caractérisé le système optique, expliqué le fonctionnement de l'acquisition de données et montré que nous pouvons accumuler de la puissance dans la cavité Fabry-Perot, nous présentons l'expérience de production de rayons gamma polarisés circulairement. Dans un premier temps, nous présentons le détecteur utilisé. Dans un second temps, nous expliquons le protocole suivi pour nous assurer que les signaux issus du détecteur correspondent bien à des rayons gamma. Dans un troisième temps, nous présentons finalement les résultats obtenus suite à la prise de données et à son analyse.

##### Le détecteur

Un détecteur de rayons gamma est constitué d'un détecteur à scintillation ou scintillateur et d'un photomultiplicateur. Le scintillateur absorbe des photons de haute énergie et émet des photons à des longueurs d'ondes proches du visible et donc plus faciles à mesurer qui sont détectés par la photocathode du photomultiplicateur qui les amplifie par la suite. Le photomultiplicateur permet alors de compter les photons de plus basse énergie. En connaissant les fonctions de transfert de ces deux éléments, nous pouvons donc remonter aux caractéristiques du premier rayonnement de photons de haute énergie. Cependant, le choix du scintillateur et du photomultiplicateur doit être fait en fonction des paramètres expérimentaux. En effet, afin d'être certain de pouvoir résoudre temporellement deux impulsions successives de rayons gamma, il est important d'avoir un détecteur ayant un temps de réponse inférieur à la durée minimale possible entre deux collisions qui est de 5,6 ns. Le détecteur utilisé a été développé à l'université d'Hiroshima et est détaillé dans la thèse de S. Myoshi [125]. Il est constitué de deux éléments. Un détecteur à scintillation rapide de 200 mm de long composé de deux cristaux rectangulaires de fluorure de baryum ( $\text{BaF}_2$ ) collés entre eux de dimensions 100 mm  $\times$  70 mm  $\times$  70 mm. Et un tube photomultiplicateur rapide (Hamamatsu Photonics R3377) dont le temps de montée est d'approximativement 0,7 ns. L'intérêt du  $\text{BaF}_2$  réside dans deux pics de ses trois pics d'émission, à 195 nm et 220 nm, dont le temps de décroissance est d'approximativement 0,8 ns. Deux images du détecteur sont présentées sur la figure 4.32. Pour finir, le détecteur est calibré en utilisant les rayons cosmiques dont l'énergie est connue et cette calibration est expliquée en détails dans le chapitre 5 de la thèse d'I. Chaikovska [126]. Cette calibration permet de connaître le rapport entre l'énergie déposée dans le scintillateur et la tension délivrée par le photomultiplicateur.

Deux collimateurs sont placés entre le point d'interaction et le détecteur. Le premier est situé à 10 m du point d'interaction et est un bloc de plomb avec un trou de quelques millimètres de diamètre. Le second collimateur est situé à 20 m du point d'interaction devant le détecteur et est constitué d'un mur de plomb de 10 cm d'épaisseur avec un trou de 2 cm de diamètre. Des images du second collimateur sont présentées sur la figure 4.33.

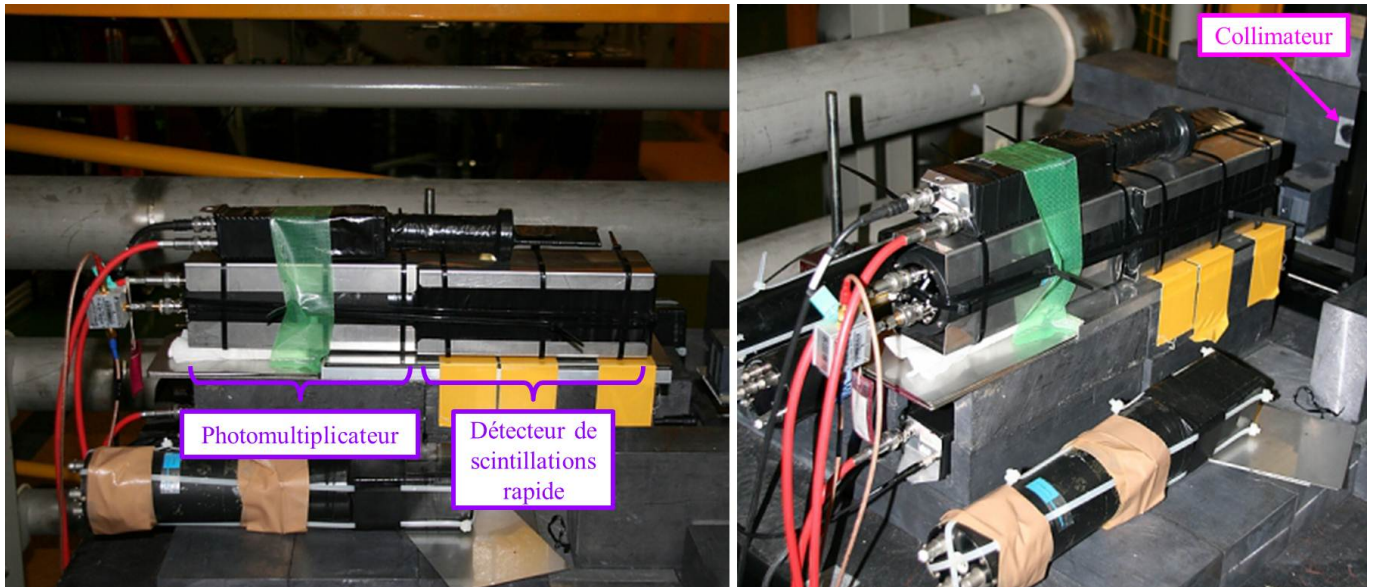


FIGURE 4.32 – Détecteur de rayons gamma. Il est constitué de deux éléments. Un détecteur à scintillation rapide en  $\text{BaF}_2$  de 200 mm de long composé de deux cristaux de  $\text{BaF}_2$  rectangulaire collés entre eux de dimensions  $100 \text{ mm} \times 70 \text{ mm} \times 70 \text{ mm}$ . Et un tube photomultiplicateur rapide.



FIGURE 4.33 – Images du second collimateur situé à 20 m du point d'interaction devant le détecteur et constitué d'un mur de plomb de 10 cm d'épaisseur avec un trou de 2 cm de diamètre.



## Détection de rayons gamma

Maintenant que nous sommes en mesure d'accumuler de la puissance moyenne dans la cavité Fabry-Perot et que le système de détection est installé, il est nécessaire de démontrer que notre système expérimental peut produire et détecter des rayons gamma avant de faire des demandes de créneaux horaires dédiés à notre expérience. Durant ce travail préliminaire, les perturbations que nous pouvons induire sur le faisceau d'électrons lors des collision sont négligeables ce qui le rend possible lors des créneaux horaires d'autres groupes de recherche. L'oscillateur laser est asservi à la cavité Fabry-Perot afin que l'intensité du faisceau laser soit assez importante pour que des rayons gamma soient produits à chaque collision et que leur nombre soit assez important pour être détecté et les paramètres expérimentaux sont les suivant :

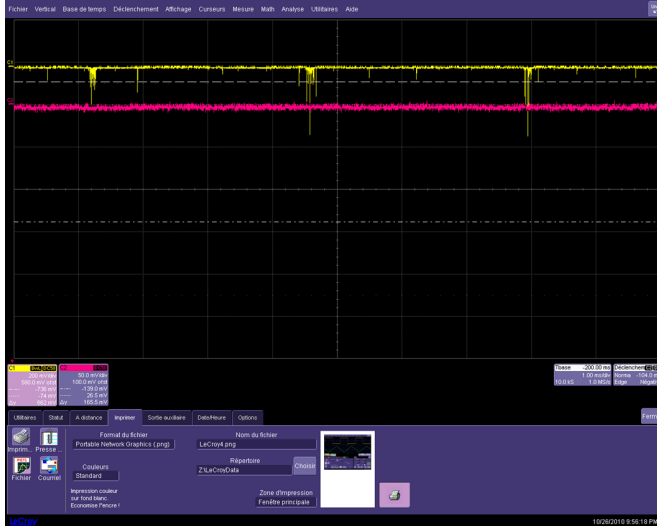
- ATF opérant en mode un train, un paquet ;
- $\simeq 4,4 \times 10^9$  électrons par paquet ;
- fréquence d'injection des paquets d'électrons dans l'anneau de stockage : 1,56 Hz.

La cavité Fabry-Perot n'est pas asservie à l'horloge de l'ATF afin que le décalage entre leur fréquence entraîne un balayage de la phase entre les impulsions laser et le paquet d'électrons. Cela nous assure que le paquet d'électrons et les impulsions laser entrent occasionnellement en collision et donc de détecter un signal si tout est en ordre. La différence entre les deux fréquence est d'au moins 100 Hz afin que la phase soit balayée à une fréquence d'au moins 100 Hz. Dans un premier temps, la table optique est déplacée verticalement par pas de quelques micromètres et nous attendons quelques secondes après chaque déplacement afin d'être certain qu'une collision se produit si les deux faisceaux sont dans le même plan vertical. À la position 282  $\mu\text{m}$ , nous observons l'apparition de pics sur le signal provenant du photomultiplicateur (figure 4.34a). Afin de nous assurer que ce que nous voyons est bien corrélé avec la position du faisceau laser, la table optique est déplacée de 80  $\mu\text{m}$  à la position 202  $\mu\text{m}$  puis replacée à nouveau dans la position précédente. Nous voyons alors bien que les pics disparaissent (figure 4.34b) puis réapparaissent (figure 4.34c). Nous pouvons alors fortement supposer que ces pics représentent une détection de rayons gamma. Afin de nous en assurer, nous effectuons encore deux tests alors que la table optique est à la position 282  $\mu\text{m}$ .

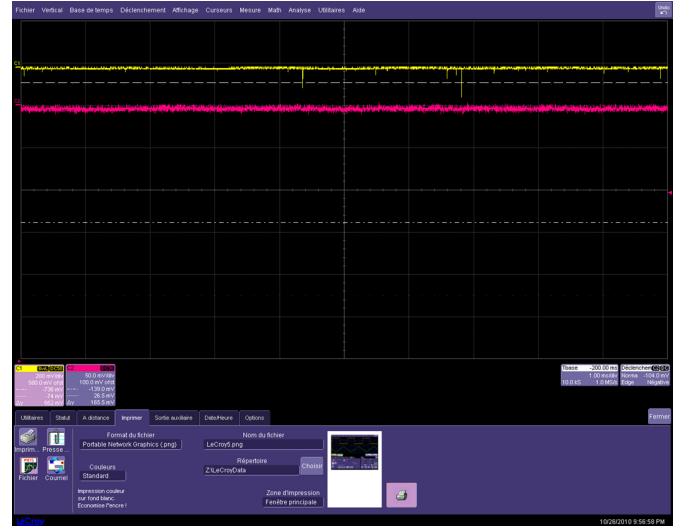
Dans un premier temps, nous arrêtons l'asservissement de l'oscillateur laser sur la cavité Fabry-Perot et notons alors une diminution de l'intensité des pics du signal détecté (figure 4.35a). Cela s'explique par le fait qu'il n'y a plus d'empilement cohérent des impulsions dans la cavité Fabry-Perot ce qui entraîne une diminution du nombre de photons laser dans cette dernière et donc une réduction de la luminosité des interactions Compton inverse. Nous relançons ensuite l'asservissement et l'intensité des pics augmente (figure 4.35b). Cela prouve que la puissance moyenne stockée dans la cavité Fabry-Perot a un effet sur le signal détecté. Cela nous confirme donc que des rayons gamma sont produits et que nous les détectons.

Dans un second temps, nous mesurons l'écart temporel entre deux pics détectés successifs. D'après ce que nous lisons sur la trace de l'oscilloscope présentée sur la figure 4.35b, nous mesurons une période d'approximativement 3,35 ms. Si ce que nous voyons sur l'oscilloscope correspond à des rayons gamma, alors nous devons être en mesure de retrouver cette période à partir des fréquences des impulsions laser et du paquet d'électrons. En effet, il y a collisions pour tous les instants  $t$  où l'impulsion laser et le paquet d'électrons sont au point d'interaction en même temps. Il y a donc l'apparition de pics pour toutes les valeurs de  $t$  telles que :

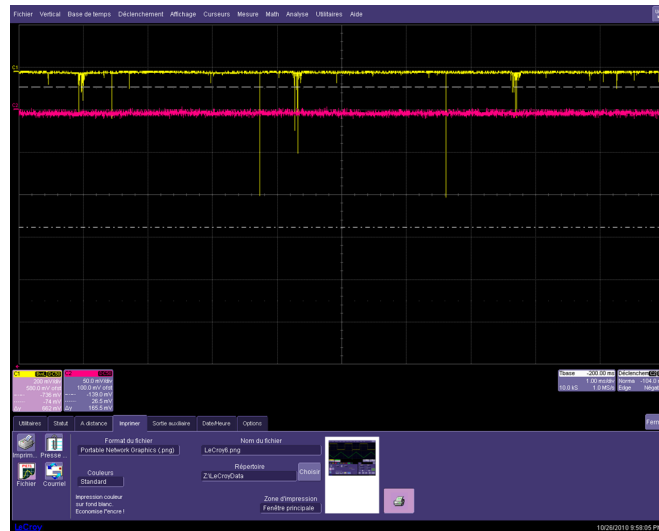
$$t \bmod \frac{165}{f_e} = t \bmod \frac{1}{f_{laser}} = 0 \quad (4.1)$$



(a) Position de la table : 282  $\mu\text{m}$ .

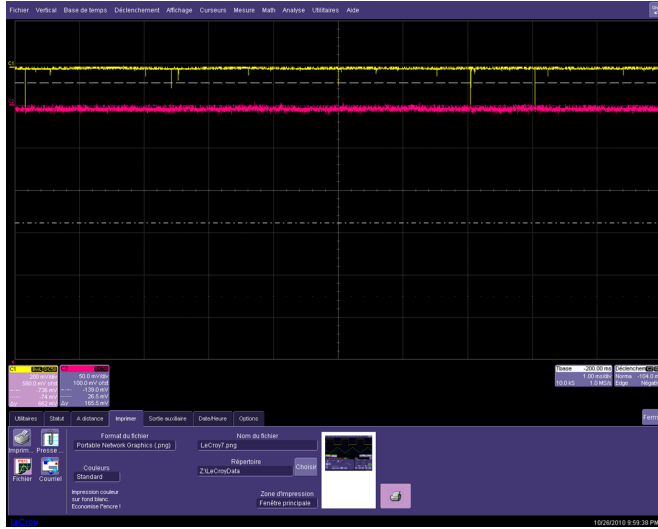


(b) Position de la table : 202  $\mu\text{m}$ .

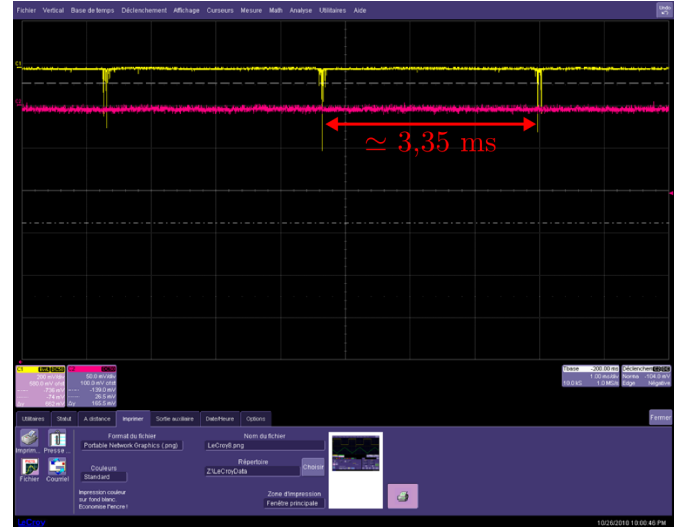


(c) Position de la table : 282  $\mu\text{m}$ .

FIGURE 4.34 – Trace de l'oscilloscope en fonction de la position de la table optique. La voie 1 (jaune) correspond au signal provenant du photomultiplicateur, la voie 2 (magenta) correspond au déclencheur de l'injection des paquets d'électrons dans l'anneau de stockage. Ici, le pic du déclencheur est en dehors de l'écran.



(a) Oscillateur laser non asservi à la cavité Fabry-Perot.



(b) Oscillateur laser asservi à la cavité Fabry-Perot.

FIGURE 4.35 – Trace de l'oscilloscope en fonction de l'état de l'asservissement de l'oscillateur laser sur la cavité Fabry-Perot. La voie 1 (jaune) correspond au signal provenant du photomultiplicateur, la voie 2 (magenta) correspond au déclencheur de l'injection des paquets d'électrons dans l'anneau de stockage. Ici, le pic du déclencheur est en dehors de l'écran.

et le temps entre deux gerbes correspond alors à la différence entre deux valeurs de  $t$  successives. Au moment de cette mesure, fréquences des impulsions laser et du paquet d'électrons sont respectivement de  $f_{laser}=178497222$  Hz et  $f_e=356994746$  Hz. En reprenant l'équation 4.1, nous trouvons alors une période d'approximativement 3,3 ms ce qui correspond à ce que nous mesurons sur l'oscilloscope. Il y a donc bien une corrélation entre ces deux résultats. La fréquence d'apparition des pics est donc d'approximativement 150 Hz.

Regardons maintenant en détail les pics de rayons gamma détectés en observant les événements sur 10  $\mu$ s (figure 4.36). Nous remarquons alors que ces pics sont en fait constitués de plusieurs pics dont l'intervalle temporel est d'approximativement 8,32  $\mu$ s/9 soit approximativement 924 ns. Or, si nous regardons la figure 4.2, ce temps correspond à celui que le paquet d'électrons met pour effectuer deux tours dans l'anneau de stockage et revenir en phase avec les impulsions laser. Nos observations s'expliquent donc facilement. Lorsque le paquet d'électrons a effectué deux tours et l'impulsion laser cent soixante cinq tours, le délai induit par la différence de leur fréquence est d'approximativement 780 fs. Or, le paquet d'électrons et l'impulsion laser ayant des durées respectives de 20 ps et de 63 ps il y aura des collisions pendant plusieurs tours jusqu'à ce que le délai ne devienne trop important et que le paquet d'électrons et l'impulsion laser de se croisent plus. Une série de collisions recommence alors approximativement 3,35 ms plus tard comme nous l'avons vu précédemment. Nous voyons donc que le système installé sur l'anneau de stockage de l'ATF est maintenant fonctionnel et que les campagnes d'acquisition de données peuvent être lancées. La première détection de rayons gamma a eu lieu le 26 octobre 2010.

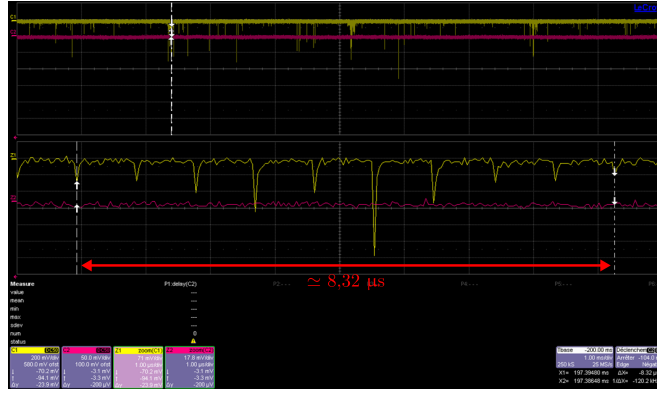


FIGURE 4.36 – Trace d’oscilloscope présentant les événements ayant lieu dans un pic. La voie 1 (jaune) correspond au signal provenant du photomultiplicateur, la voie 2 (magenta) correspond au déclencheur de l’injection des paquets d’électrons dans l’anneau de stockage. Ici, le pic du déclencheur est en dehors de l’écran.

## Résultats de l’analyse de données

Après nous être assuré que notre système était opérationnel tant au niveau de la production de rayons gamma que de l’acquisition des données, un créneau horaire de huit heures nous a été dédié. Durant celui-ci, le mode de fonctionnement de l’ATF était un train, un paquet et l’acquisition de données à durée six heures. Pour cette acquisition, la cavité Fabry-Perot est asservie à l’horloge de l’ATF et un signal typique de détection est présenté sur la figure 4.37. L’ensemble des simulations

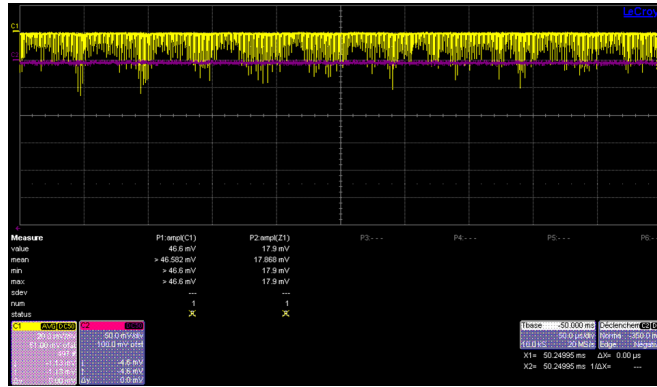


FIGURE 4.37 – Trace d’oscilloscope lorsque la cavité Fabry-Perot est asservie à l’horloge de l’ATF. La voie 1 (jaune) correspond au signal provenant du photomultiplicateur, la voie 2 (magenta) correspond au déclencheur de l’injection des paquets d’électrons dans l’anneau de stockage. Ici, le pic du déclencheur est en dehors de l’écran.

et des analyses de données présentées ici ont été effectuées par I. Chaikovska et des explications plus détaillées sont présentées dans le chapitre 5 de sa thèse [126]. les résultats présentés par la suite proviennent donc de sa thèse et sont utilisés avec son accord.

Afin de faciliter l’analyse de données, il est important de simuler l’expérience afin d’avoir une idée des différents résultats que nous sommes sensés obtenir. Par exemple, avoir une idée du nombre de rayons gamma diffusés par collision permet de vérifier que le scintillateur absorbe bien la plupart des rayons gamma et que le nombre de photons qu’il émet dans l’ultra-violet est donc bien relié au

nombre de rayons gamma diffusés lors des collisions. Dans ce sens, la génération des rayons gamma a été simulée avec CAIN2.40 en utilisant les paramètres expérimentaux liés au faisceau d'électrons dans l'anneau de stockage de l'ATF et au faisceau laser dans la cavité Fabry-Perot listés respectivement dans les tables 4.2 et 4.3. Les deux résultats obtenus sont le nombre de rayons gamma

Paramètres	Valeurs
Energie des électrons, $E_{e^-}$	1,28 GeV
Nombre d'électrons par paquet, $N_{e^-}$	$\simeq 0,5 \times 10^{10}$
Longueur des paquets d'électrons, $\sigma_{ze^-}/c = \tau_{e^-}$	$\simeq 20$ ps
Dimensions du faisceau d'électrons, $\sigma_{xe^-}/\sigma_{ye^-}$	$\simeq 110/10$ $\mu\text{m}$
Période de révolution, $T_0$	462 ns
Émittance, $\gamma \varepsilon_{xe^-/ye^-}$	$5 \times 10^{-6}/3 \times 10^{-8}$ m.rad

TABLE 4.2 – Paramètres de l'anneau de stockage de l'ATF.

Paramètres	Valeurs
Energie des photons, $\hbar\omega_{laser}$	1,2 eV
Taille du faisceau au point d'interaction	26/38 $\mu\text{m}$
Fréquence de répétition, $f_{rép}$	178,5 MHz
Finesse de la cavité Fabry-Perot, $F$	3000
Durée des impulsions	68 ps
Puissance moyenne stockée dans la cavité Fabry-Perot	$\simeq 160$ W

TABLE 4.3 – Paramètres du système laser durant les prises de données.

diffusés par collision et leur spectre énergétique. Ils sont présentés sur la figure 4.38. Nous pouvons alors voir que le nombre de rayons gamma diffusés par collision peut être estimé entre 4 et 6. Pour la simulation du spectre énergétique, les collimateurs sont pris en compte. Nous voyons alors que l'énergie moyenne des rayons gamma diffusés est d'approximativement 15 MeV et qu'elle est d'approximativement 24 MeV après les collimateurs. 57 % des rayons gamma diffusés sont bloqués par les deux collimateurs.

Un second point important est la compréhension de la réaction du scintillateur en  $\text{BaF}_2$  à des rayons gamma incident. En effet, il est important de savoir comment l'arrivée d'un rayon gamma va se traduire au niveau de la détection sur la photocathode du photomultiplicateur. Pour cela, l'évolution des douches électromagnétiques dans le double cristal de  $\text{BaF}_2$  a été simulée en utilisant Geant4 [127] et le résultat d'une des simulations est présenté sur la figure 4.39. Différentes informations sont extraites de ces simulations comme la position où les rayons gamma interagissent avec le scintillateur qui permet de choisir la longueur du cristal de  $\text{BaF}_2$  nécessaire pour que la majorité des rayons gamma interagissent mais aussi le nombre de photons ultra-violets produits qui atteignent la photocathode. Ces deux résultats sont présentés sur la figure 4.40. Dans notre cas, un scintillateur de 20 cm de long permet une interaction avec 98 % des rayons gamma.

Nous avons vu dans la table 4.3 que la puissance moyenne stockée dans la cavité Fabry-Perot durant l'acquisition de données est de 160 W. Cependant, nous avons vu dans la section 4.4.1 que la puissance intra-cavité oscille alors que l'oscillateur laser est asservi à celle-ci. Durant l'acquisition de données, ces fluctuations rapides sont enregistrées avec la photodiode transmission rapide située

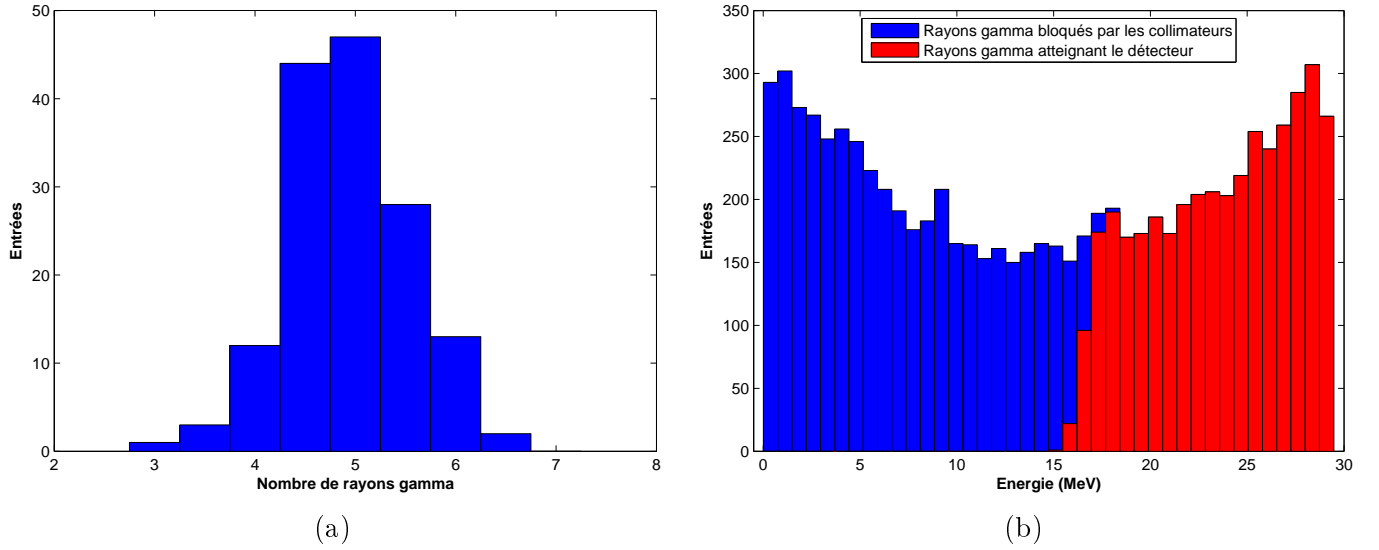


FIGURE 4.38 – Résultats des simulations effectuées sous CAIN2.40. La figure 4.38a présente un histogramme du nombre de rayons gamma diffusés par collision attendu et la figure 4.38b présente le spectre énergétique des rayons gamma diffusés attendu. Les collimateurs ont été pris en compte.

derrière  $P_2$ . La distribution de la puissance moyenne intra-cavité pendant l'acquisition de données peut ainsi être calculée et un histogramme montrant cette distribution est présenté sur la figure 4.41a. Nous voyons alors que la puissance intra-cavité moyenne est de 160 W mais qu'elle fluctue de  $\pm 100$  W autour de cette valeur moyenne. Ces fluctuations entraînent naturellement des oscillations dans le taux de production des rayons gamma comme nous le voyons sur la figure 4.41b.

Étudions maintenant les résultats de l'analyse de données liés à la production de rayons gamma. Pour cela, nous commençons par expliquer plus précisément ce qui est mesuré et enregistré. Comme nous l'avons dit dans la section présentant le détecteur, celui-ci émet des pics d'une certaine tension, appelés pics Compton, correspondant à l'énergie déposée dans le scintillateur par une impulsion de rayons gamma. C'est donc l'ensemble de ces pics qui est enregistré au cours des six heures de l'acquisition de données. Finalement, après l'application de quelques filtres sur cet ensemble de données (suppression du bruit etc.) les pics peuvent être rassemblés par pics de même tension et c'est finalement le nombre de fois où le photomultiplicateur émet un pic et à quelle tension celui-ci est émit qui est présenté sur la figure 4.42. Nous obtenons donc un spectre des rayons gamma diffusés et grâce à la calibration du détecteur, l'énergie moyenne déposée dans le scintillateur par collision peut être reliée à la moyenne de l'intégrale des pics Compton présentée sur la figure 4.42a. Finalement, cette énergie moyenne est de  $65,1 \pm 4,9$  MeV. Il faut maintenant la relier au nombre de rayons gamma diffusés par collision. Comme nous l'avons dit lors de la présentation du détecteur, le signal émit par le photomultiplicateur ne dépend pas du nombre de rayons gamma interagissant avec le scintillateur mais de l'énergie déposée dans celui-ci. Ainsi, le signal émit par le photomultiplicateur est le même selon que deux rayons gamma de 20 MeV interagissent avec le scintillateur ou un seul de 40 MeV. Cependant les simulations présentées sur la figure 4.38b permettent d'estimer l'énergie moyenne des rayons gamma interagissant avec le scintillateur à 24 MeV. Par conséquent, en utilisant l'énergie moyenne déposée dans le scintillateur par collision mesurée couplée à cette valeur moyenne simulée, une moyenne de  $2,7 \pm 0,2$  rayons gamma diffusés par collision est déduite pour une puissance moyenne intra-cavité de 160 W. Dans le mode de fonctionnement où nous nous situons (un train, un paquet),

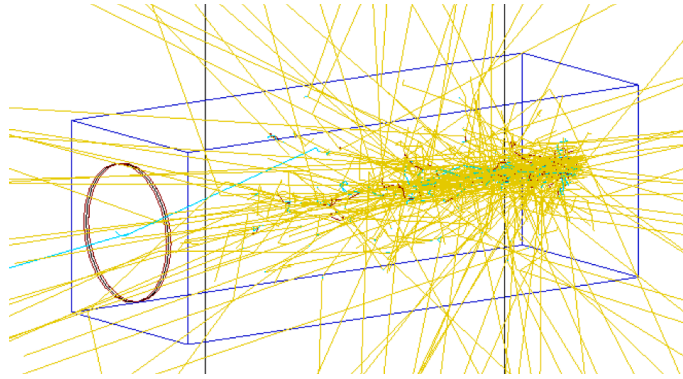
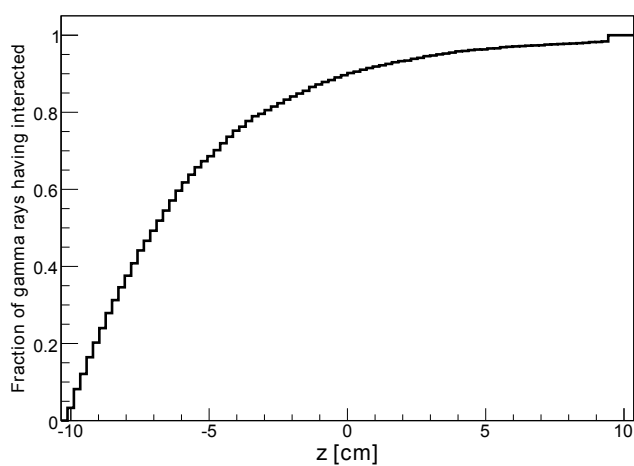
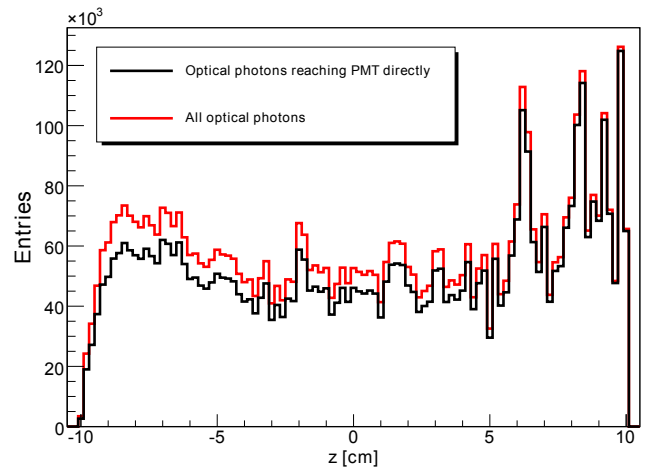


FIGURE 4.39 – Évolution de la douche électromagnétique dans le scintillateur en  $\text{BaF}_2$  lors de l'arrivée de cinquante rayons gamma produits par diffusion Compton inverse. Sur le côté gauche, la photocathode du photomultiplicateur est représentée par un disque en métal. Les traits correspondent aux trajectoires de différentes particules. En jaune, les rayons gamma non absorbés ; en cyan, les électrons et en rouge, les positrons. Les photons émis par le scintillateur et les rayons gamma absorbés ne sont pas représentés.



(a)



(b)

FIGURE 4.40 – Deux des résultats obtenus grâce aux simulations effectuées avec Geant4. La figure 4.40a présente la fraction des rayons gamma qui ont interagit avec le scintillateur et la figure 4.40b présente le nombre de photons ultra-violet qui ont atteint la photocathode en fonction de la position où ils ont été produit dans le scintillateur.

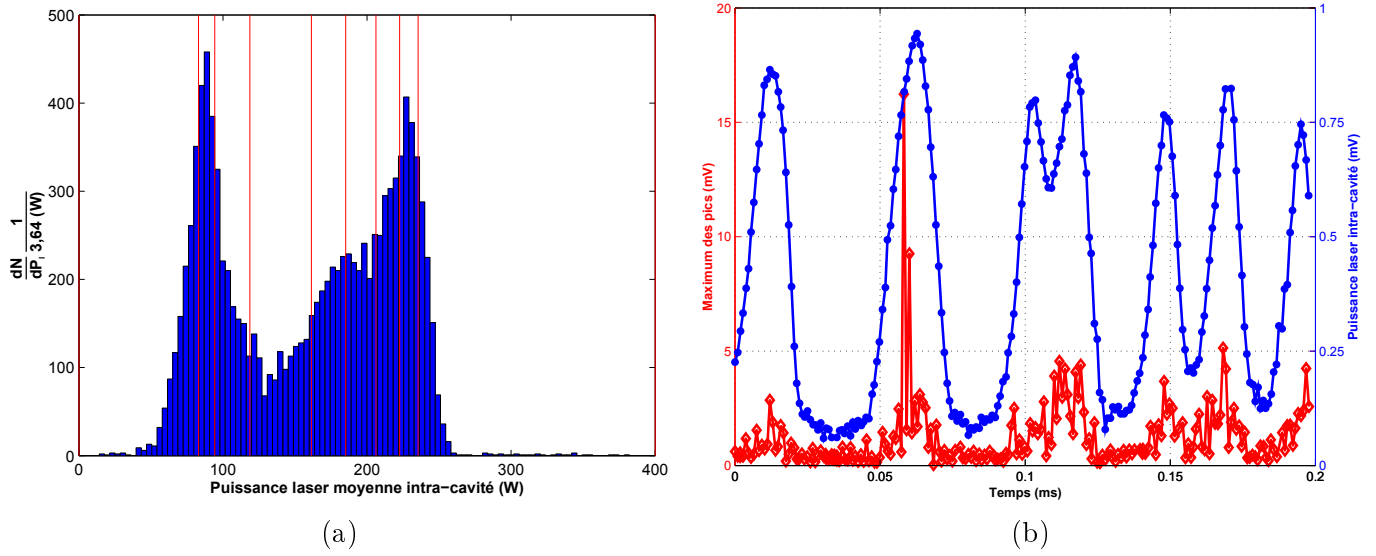


FIGURE 4.41 – Distribution de la puissance laser moyenne stockée dans la cavité et corrélation entre la puissance laser intra-cavité et le taux de rayons gamma diffusés. La figure 4.41a présente un histogramme de la puissance stockée dans la cavité Fabry-Perot. Les lignes rouges verticales divisent la distribuon de puissance en neuf sections présentant une quantité d'évènements proches, cette séparation est utilisée par la suite. La figure 4.41a présente la corrélation entre la puissance laser intra-cavité et l'intensité du signal émit par le photomultiplicateur.

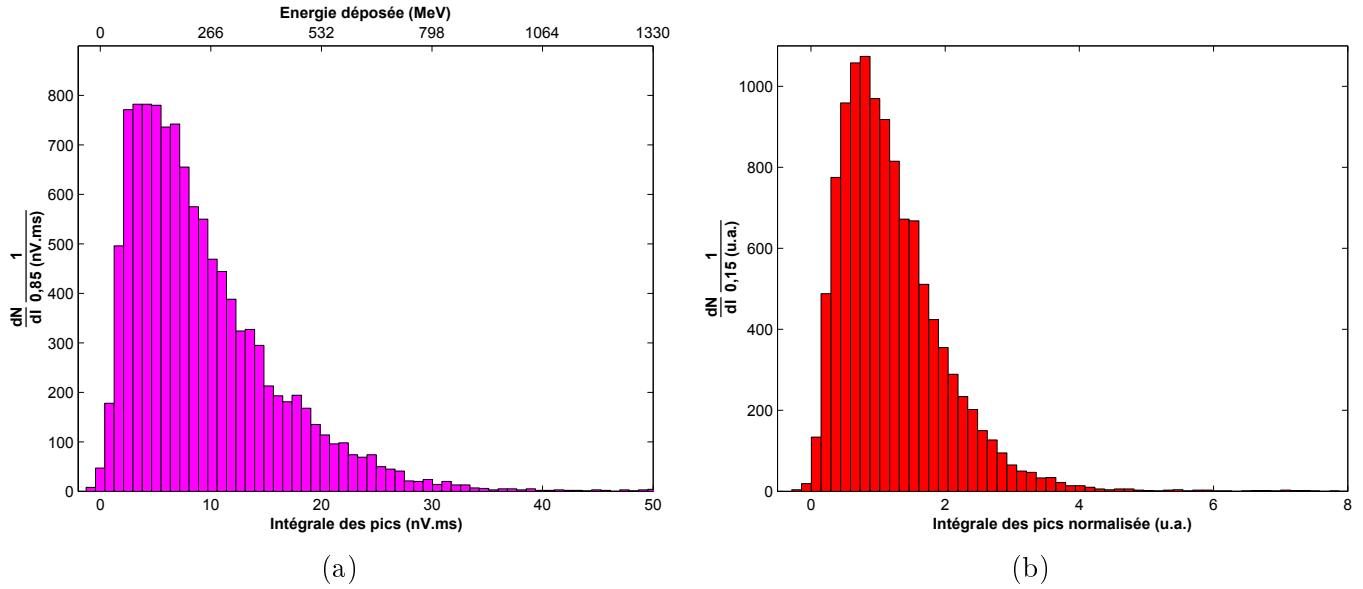


FIGURE 4.42 – Propriétés des rayons gamma diffusés durant les six heures de l'acquisition de données. La figure 4.42a présente l'histogramme de l'intégrale des pics Compton. La figure 4.42b présente le même histogramme normalisé par la puissance intra-cavité.



le paquet d'électrons effectue deux tours entre chaque collision. La fréquence de répétition de celles-ci est donc d'approximativement 1,08 MHz. Par conséquent, le flux moyen est de  $3 \times 10^6$  rayons gamma par seconde.

Nous nous proposons maintenant de vérifier la linéarité de la relation entre la puissance intra-cavité et le nombre de rayons gamma diffusés. Pour cela, les événements issus du photomultiplicateur sont divisés pour être corrélés aux séparations de la puissance intra-cavité présentée sur la figure 4.41a. Les histogrammes de l'intégrale des pics Compton peuvent alors être tracés pour chaque section de puissance intra-cavité et ceux-ci sont présentés sur la figure 4.43a. Nous voyons alors que la moyenne

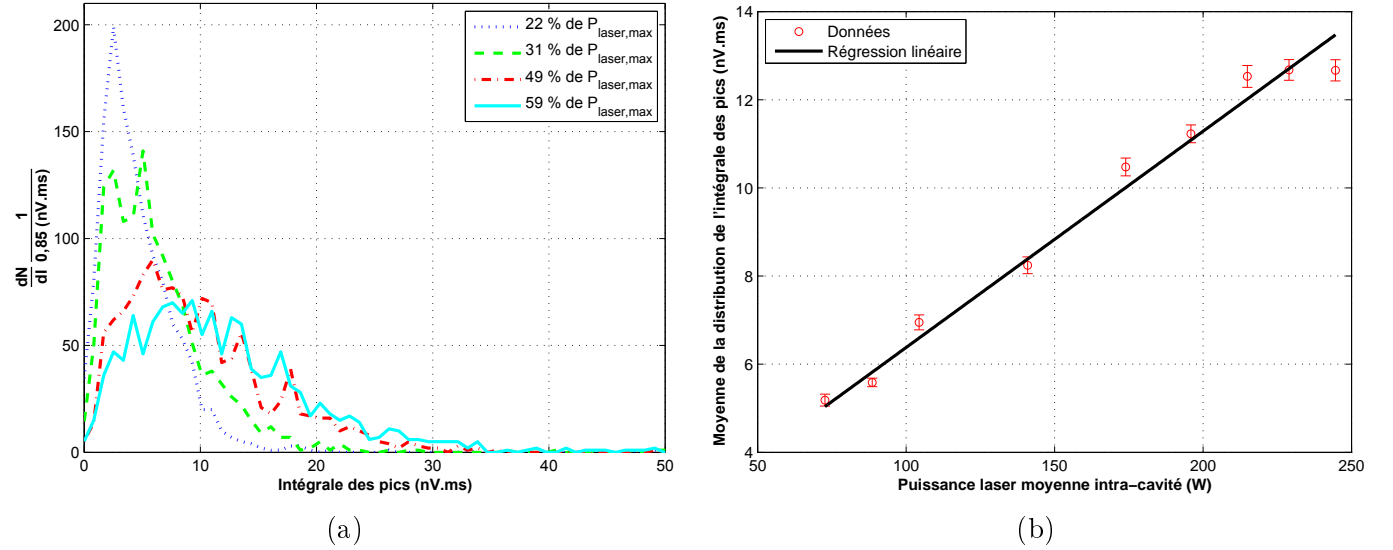


FIGURE 4.43 – Corrélation entre la puissance intra-cavité et le nombre de rayons gamma diffusés. La figure 4.43a présente les histogrammes de l'intégrale des pics Compton pour quatre sections de puissance moyenne intra-cavité. La figure 4.43b présente la moyenne de l'intégrale des pics Compton pour les neuf sections de puissance intra-cavité en fonction de la puissance intra-cavité moyenne de chaque section.

de chaque intégrale des pics Compton augmente avec la puissance intra-cavité, cela signifie que l'énergie déposée et donc le nombre de rayons gamma interagissant avec le scintillateur augmentent avec la puissance intra-cavité. Pour vérifier la linéarité de cette corrélation, la moyenne de chaque intégrale des pics Compton est reliée à la puissance intra-cavité comme nous le voyons sur la figure 4.43b. Nous voyons donc bien que le nombre de rayons gamma diffusés augmente linéairement avec la puissance intra-cavité.

La dernière étape est la confrontation entre les simulations et les résultats expérimentaux afin de vérifier la validité de ces derniers. Pour cela, les résultats des simulations effectuées avec CAIN2.40 lorsque la moyenne de rayons gamma diffusés par collision est de 2,7 et présentées sur la figure 4.38 sont utilisés conjointement avec Geant4 afin d'obtenir la tension délivrée par le photomultiplicateur pour les données simulées et de pouvoir comparer ces données simulées aux données expérimentales présentées sur la figure 4.42a. Cette comparaison est présentée sur la figure 4.44 et nous pouvons voir une bonne corrélation entre les données expérimentales et les simulations. Cette comparaison confirme le résultat de 2,7 rayons gamma produits par collision.

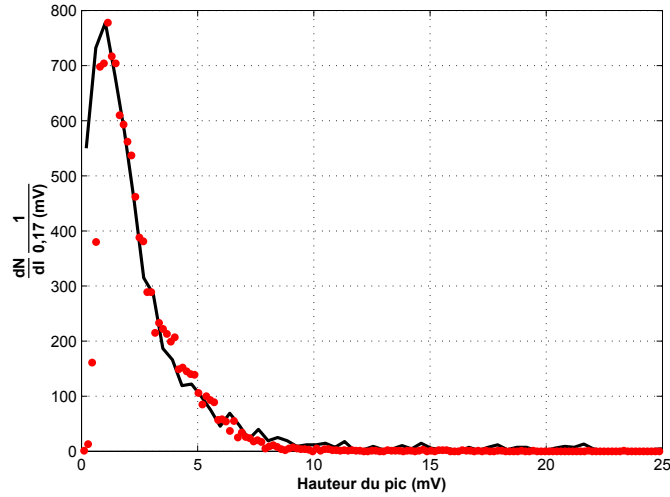


FIGURE 4.44 – Comparaison entre les spectres d’énergie mesurés et simulés des rayons gamma produits. Les disques rouges représentent le spectre mesuré et la ligne noire représente le spectre simulé pour un taux de 2,7 gamma produits par collision. Les données expérimentales correspondent à celles présentées sur le graphique 4.42a.

Finalement, une acquisition de données a été effectuée pour deux autres modes de fonctionnement de l’ATF : deux trains, un paquet et trois trains, un paquet et les flux obtenus les plus importants sont présentés dans la table 4.4.

Structure des paquets d’électrons	Energie déposée sur 0,2 ms (MeV)	Flux intégré sur 0,2 ms	Flux intégré sur 1 s	Erreur systématique
Un train, un paquet	23750	990 $\gamma$	$\simeq 4,9 \times 10^6 \gamma$	7 %
Deux trains, un paquet	24210	1010 $\gamma$	$\simeq 5,0 \times 10^6 \gamma$	7 %
Trois trains, un paquet	26800	1120 $\gamma$	$\simeq 5,6 \times 10^6 \gamma$	7 %

TABLE 4.4 – Flux de rayons gamma obtenus les plus importants pour trois modes de fonctionnement différents.

## Conclusion

Un système optique complexe composé d’un oscillateur laser, d’un amplificateur laser fibré et d’une cavité Fabry-Perot a été installé sur un accélérateur de particules pour la première fois à notre connaissance. Les tests au niveau de l’empilement cohérent d’impulsions dans la cavité Fabry-Perot ont démontré que le montage expérimental était fonctionnel bien que nous ayons encore des améliorations à y apporter, tant au niveau du système d’amplification laser qu’à celui de la boucle d’asservissement de l’oscillateur laser sur la cavité Fabry-Perot. Une puissance moyenne intra-cavité maximale de 934 W a été mesurée et la puissance moyenne intra-cavité était de 160 W durant les prises de données.

Cependant, nous nous sommes heurtés aux problèmes liés à un environnement expérimental que nous ne connaissons pas. En effet, dans un laboratoire d’optique, les expérimentateurs sont généralement maîtres de leur environnement de travail et nous n’avons pas nécessairement pris la mesure

de cet inconvénient majeur avant d'y être réellement confronté. De plus, contrairement aux salles expérimentales typiques d'un laboratoire d'optique, l'environnement d'un accélérateur de particules est poussiéreux et malgré les panneaux de protection disposés autour de notre montage expérimental, nous avons souffert de plusieurs endommagements au niveau des faces des fibres actives du côté de l'extraction du signal amplifié et les accès limités au tunnel de l'anneau de stockage de l'ATF ont rendus les réparations complexes.

Malgré cela, nous avons fait fonctionner le système, bien qu'à une puissance inférieure à celle de notre objectif, et des rayons gamma ont été produits à différentes reprises et sans interruption pendant les six heures de l'acquisition de données principale alors que l'ATF était en mode de fonctionnement un train, un paquet. Les données obtenues ont été analysées par I. Chaikovska et sont bien corrélées avec les résultats obtenus par simulations. Le flux moyen obtenu durant l'acquisition de données principale est de  $3 \times 10^6$  rayons gamma par seconde ce qui correspond à  $2,7 \pm 0,2$  rayons gamma diffusés par collision pour une puissance moyenne intra-cavité de 160 W. Le nombre maximal de rayons gamma diffusé par collision est de  $38 \pm 3$ . D'autres acquisitions ont été menées pour d'autres modes de fonctionnement de l'ATF et les flux intégrés maximaux ont été présentés dans la table 4.4. Ces résultats ont permis deux publications. Une première présentant le système optique [119] et une seconde présentant l'analyse des données et les résultats [120].

Finalement, une version améliorée du système d'amplification laser a été installée au cours du mois de février 2011 en vue d'une seconde prise de données mais le tremblement de terre survenu au Japon le 11 mars 2011 endommagea l'ATF ainsi que notre montage expérimental.

# Conclusion

La recherche de nouvelles particules dont l'existence est souvent prévue par la théorie dans le but d'améliorer notre compréhension de l'univers requiert le développement de collisionneurs de particules produisant de plus en plus d'énergie. C'est dans ce sens que sont développés les projets de collisionneurs linéaires ILC et CLIC. Cependant, des verrous technologiques doivent être débloqués pour pouvoir construire ces grands instruments dédiés à la physique des particules. L'un de ces verrous technologiques est la conception de la source à haut flux de rayons gamma polarisés circulairement nécessaire à la production des positrons polarisés utilisés pour les collisions entre des faisceaux d'électrons et de positrons. Pour cette source, différentes solutions détaillées dans l'introduction de ce manuscrit sont envisagées : onduleur hélicoïdal ; diffusion Compton inverse sur un linac avec des impulsions laser de forte énergie et diffusion Compton inverse sur un anneau de stockage avec des impulsions laser de plus faible énergie mais à plus haute cadence. Pour la troisième solution, différentes alternatives sont aussi envisagées au niveau de la source laser. C'est dans le cadre de la solution basée sur la diffusion Compton inverse sur un anneau de stockage combinant les propriétés des lasers fibrés et des cavités Fabry-Perot que se situe le projet Mighty Laser qui s'insère dans le développement d'une source de rayons gamma polarisés circulairement à très haut flux.

Ce projet est divisé en quatre parties interconnectées : le développement d'un système d'amplification laser fibré de forte puissance moyenne ; le développement d'une cavité Fabry-Perot présentant un mode propre de polarisation circulaire et waist de taille aussi petite que possible ; le développement d'un système d'asservissement robuste entre un oscillateur laser et une cavité Fabry-Perot et haute finesse et la détection des rayons gamma produits ainsi que l'analyse des données. Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été principalement effectués au niveau du développement du système d'amplification laser, de son installation sur l'ATF et de la gestion du système optique au cours des périodes de tests et d'acquisitions de données sur l'ATF. Une première architecture d'amplification basée sur une fibre active micro-structurée de type barreau présentée dans la section 2.2 a été développée. Avec celle-ci, nous avons amplifié des impulsions picosecondes en régime de compression spectrale par auto-modulation de phase jusqu'à 160 W de puissance moyenne. Cependant, l'instabilité du mode optique pour de fortes puissances moyennes nous obligea à développer une seconde architecture d'amplification similaire mais basée sur une fibre active micro-structurée souple présentée dans la section 2.3. Avec cette nouvelle architecture, nous avons amplifié des impulsions picosecondes en régime de compression spectrale par auto-modulation de phase jusqu'à 140 W de puissance moyenne. Cependant, ce régime d'amplification extrêmement non-linéaire augmente l'importance du couplage entre les modulations d'amplitudes et de fréquences au cours de l'amplification. Or, les modulations de fréquences ayant un effet sur le peigne de fréquences des impulsions, elle peuvent potentiellement diminuer le couplage entre le peigne de fréquences des impulsions amplifiées et les modes optiques de la cavité Fabry-Perot. Nous sommes donc passés à une architecture d'amplification plus classique avec un étirement des impulsions avant leur amplification puis une

compression des impulsions amplifiées. Pour cela, nous avons utilisé des CVBG afin d'obtenir un système compact. Avec cette nouvelle architecture, nous avons amplifié des impulsions jusqu'à 55 W de puissance moyenne avant compression. C'est ce système qui a été installé sur l'ATF en aout 2010 et nous avons dû nous adapter à un environnement de travail radicalement différent de celui d'un laboratoire d'optique classique au cours des six mois passés sur ce site. Au cours de tests menés à l'ATF nous avons obtenus une puissance moyenne intra-cavité maximale d'approximativement 934 W. Cependant, la puissance intra-cavité n'était pas stable et le système d'asservissement numérique devait encore être optimisé. Afin de faciliter l'acquisition de données, des systèmes automatisant celle-ci ont été développés et nous avons participé au développement de celui lié au statut de la cavité Fabry-Perot. Finalement, le système installé a permis la production de rayons gamma sans interruption pendant six heures et une moyenne de 2,7 rayons gamma sont produits à chaque collision pour une puissance moyenne intra-cavité de 160 W ce qui est en accord avec les simulations effectuées sous CAIN2.40. L'expérience a été brutalement stoppée par le tremblement de terre qui a touché le Japon le 11 mars 2011 et qui a largement endommagé l'ATF et notre expérience. Cependant, l'arrêt temporaire de l'expérience à l'ATF nous a permis de nous concentrer sur le développement d'une troisième architecture d'amplification laser plus robuste basée sur des fibres actives à sauts d'indice présentée dans la section 2.4. Cette architecture nous a permis d'amplifier des impulsions jusqu'à 55 W de puissance moyenne. Parallèlement au développement de cette nouvelle architecture d'amplification, un travail sur la stabilité de l'asservissement d'un oscillateur laser Titane : Sapphire MIRA à une cavité Fabry-Perot constituée de deux miroirs de finesse 30000 (i.e. gain de 9550) en régime picoseconde et à une fréquence de répétition de 78 MHz a été mené et un asservissement stable avec un couplage de 80 % a été démontré [37]. Le système d'asservissement numérique développé pour ce travail ainsi que l'expertise obtenue sont maintenant utilisés pour tenter d'asservir l'oscillateur laser orange présenté dans la section 2.4 à une cavité Fabry-Perot quatre miroirs non-planaires de finesse 24000 (i.e. gain de 7640). Parallèlement à ces travaux, l'amélioration de la troisième architecture d'amplification laser continue. Comme indiqué dans la conclusion du chapitre 2 les développements actuels se focalisent sur la compacité de l'étireur, le test des fibres actives LIEKKI ainsi qu'une meilleure gestion du gain dans les différents étages d'amplification. De plus, il serait intéressant de faire une étude sur l'impact du couplage AF-FM sur l'empilement cohérent d'impulsions dans le cadre de l'amplification d'impulsions picosecondes en régime de compression spectrale par auto-modulation de phase. En effet, si ce couplage est assez faible ou compensé par le système d'asservissement, il deviendrait très intéressant car il simplifie le système et le rend plus efficace. Finalement, en parallèle aux travaux spécifiquement dédiés au projet Mighty Laser, des études ont été menées sur les cavités Fabry-Perot d'un point de vue expérimental avec l'étude des modes exotiques présentée dans la section 3.3.2, mais aussi théorique avec une étude du comportement des modes Laguerre-Gauss d'ordres supérieurs dans des cavités Fabry-Perot quatre miroirs planaires. En effet, les modes optiques propres de ces cavités Fabry-Perot sont elliptiques et les modes Laguerre-Gauss elliptiques d'ordres supérieurs ne sont pas des modes propres de la propagation en espace libre. Ils ne sont donc pas des modes propres des cavités Fabry-Perot quatre miroirs. Cependant, nous avons fait une étude montrant que pour certaines géométries, les modes Laguerre-Gauss d'ordres supérieurs pouvaient être des quasi modes propres de ces cavités Fabry-Perot. L'intérêt de cette étude est le montrer la possibilité d'utiliser des cavités Fabry-Perot dont les miroirs sphériques seraient percés afin de propager le faisceau l'électrons à travers eux dans le but d'avoir des interactions Compton inverses frontales.

Conjointement aux travaux menés sur l'augmentation de la puissance délivrée par le système d'amplification laser et sa stabilité, et sur l'asservissement à des cavités Fabry-Perot de finesesses plus hautes, des alternatives peuvent être envisagées pour augmenter la puissance intra-cavité. Dans un

premier temps, le régime de sur-couplage présenté dans la section 3.1.1 pourrait être utilisé car c'est un moyen simple d'augmenter significativement le gain intra-cavité sans entrainer de difficulté particulière. Dans un second temps, des procédés d'amplifications alternatifs nécessitant plus de R&D pourraient être considérés. Premièrement, la combinaison cohérente d'impulsions [128, 129]. Cette méthode permet de diminuer les problèmes liés aux non-linéarités et donc d'atteindre des puissances plus élevées sans ajouter de problème lié à l'étirement et la compression des impulsions. Deuxièmement nous avons imaginé une adaptation du procédé de combinaison spectrale présenté dans [130, 131, 131] spécifique à notre problématique. Cette adaptation est présentée sur la figure 4.45 et son principe est le suivant. Premièrement, il est nécessaire d'avoir un oscillateur laser délivrant

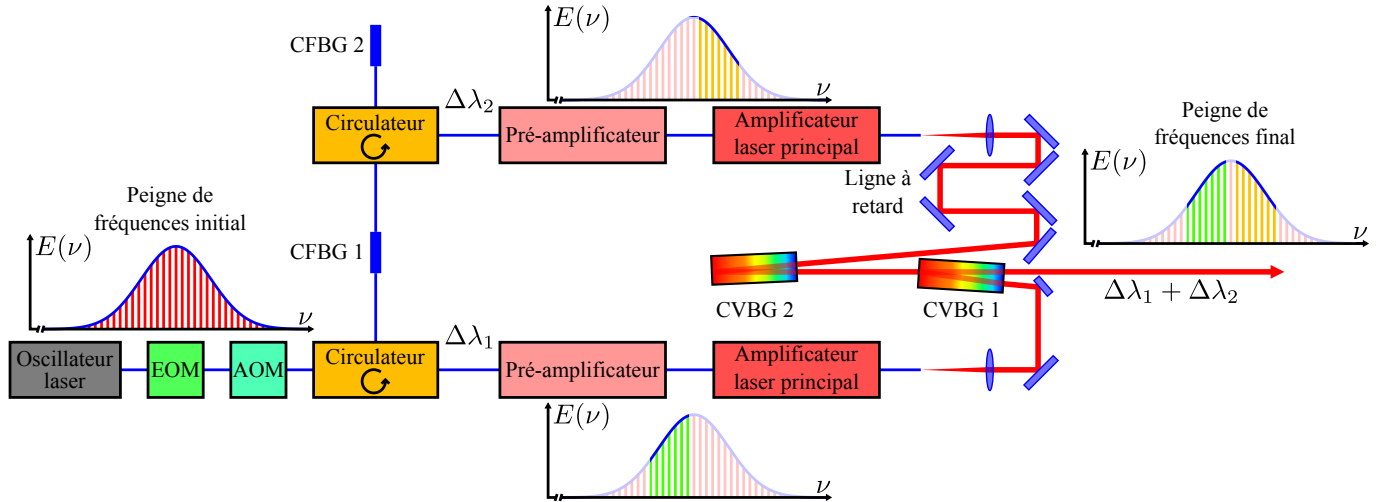


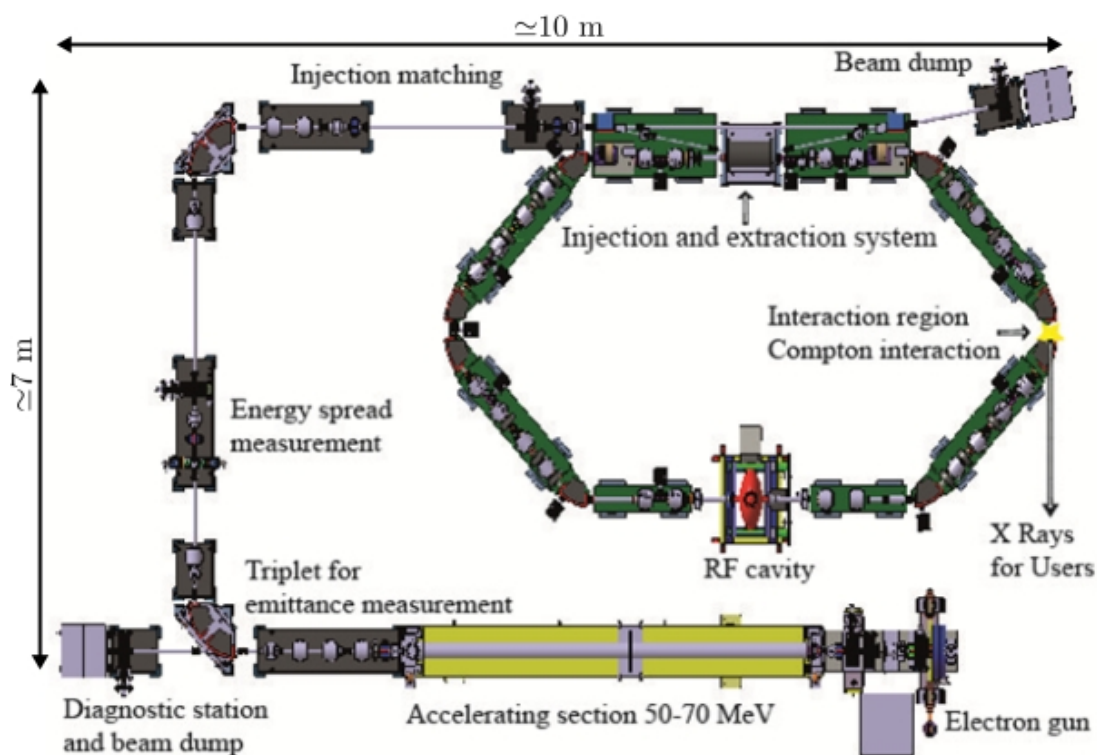
FIGURE 4.45 – Schéma de principe de la solution proposée pour augmenter la cadence des interactions Compton inverse tout en préservant la fréquence de répétition par combinaison spectrale..

des impulsions avec une largeur spectrale supérieure à une dizaine de nanomètres telles que celles de l'oscillateur laser orange. Après être passées par les deux modulateurs, celles-ci vont dans un premier circulateur puis vers le CFBG 1. De façon similaire au CVBG, le CFBG 1 sélectionne une bande spectrale  $\Delta\lambda_1$  qui est étirée temporellement et réfléchiée vers le circulateur. Le reste de l'impulsion est alors transmis puis, de la même façon que précédemment, une bande spectrale  $\Delta\lambda_2$  est étirée et réfléchiée dans le CFBG 2. Comme nous le voyons sur la figure 4.45 les deux impulsions de bande spectrale  $\Delta\lambda_1$  et  $\Delta\lambda_2$  se propagent alors dans deux systèmes d'amplification laser en parallèle. Notons qu'idéalement, il faudrait que les pompages optiques des étages d'amplification similaires des deux systèmes soient contrôlés par la même alimentation afin que le bruit de pompage optique soit le même dans les deux bras d'amplification. Après leur amplification, deux CVBG de bande spectrale  $\Delta\lambda_1$  et  $\Delta\lambda_2$  permettent de comprimer les impulsions et de les recombiner. Une ligne à retard placée sur l'un des bras est ensuite utilisée pour choisir l'écart temporel entre les deux impulsions, idéalement, une sous-harmonique de la période initiale afin de doubler la cadence. Finalement, ce système peut se démultiplier afin d'obtenir des séries de quatre impulsions dans quatre bandes spectrales et ainsi de suite. Une méthode proche serait l'utilisation d'un interféromètre de Michelson ou de plusieurs en série permettant de créer des répliques d'impulsions qui seraient amplifiées dans le même système d'amplification. Cette alternative présente un avantage ainsi qu'un inconvénient par rapport à la précédente. En effet, le fait que l'amplification des impulsions ait lieu dans la même chaîne d'amplification fait qu'il n'y a pas besoin d'aligner les deux faisceaux sur un seul axe. Cependant, cela entraîne une puissance moyenne plus importante dans l'amplificateur principal et donc des problèmes thermiques. Nous pensons que cette méthode pourrait se révéler très intéressante dans le contexte

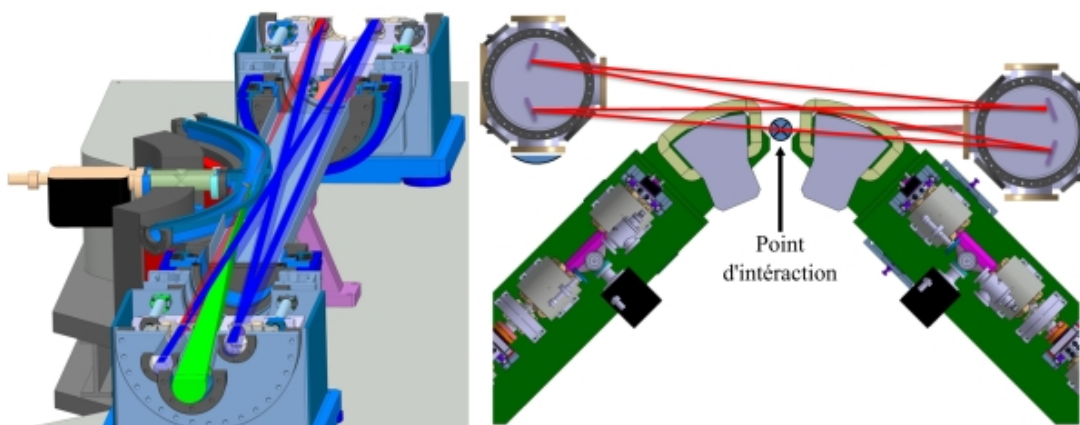
de la production d'un important flux de rayons X ou gamma. Premièrement, dans le cadre du projet Mighty Laser, elle permettrait d'injecter des doubles impulsions dans la cavité Fabry-Perot. En effet, comme les doubles impulsions proviennent de la même impulsion initiale leur fréquence de répétition définissant l'intervalle entre les raies de leur peigne de fréquences serait identique. Par conséquent, celui-ci se superposerait toujours aux modes longitudinaux de la cavité Fabry-Perot. Cependant, la cadence passerait de 178,5 MHz à 357 MHz ce qui permettrait de doubler le nombre de collisions. Deuxièmement, dans le cadre de la source de positrons polarisés pour l'ILC, nous avons vu que la source de rayons gamma polarisés circulairement basée sur un anneau de stockage demanderait une fréquence de répétition de 325 MHz correspondant à une longueur de cavité Fabry-Perot de 92 cm. Cette méthode permettrait alors d'utiliser des cavités Fabry-Perot dont la fréquence de répétition est un sous-multiple de 325 MHz afin que leur longueur soit plus importante ce qui permettrait de diminuer l'angle de croisement et d'y injecter des trains d'impulsions dont la fréquence de répétition correspond à celle de la cavité Fabry-Perot mais dont la cadence serait de 325 MHz afin d'avoir toujours des collisions avec tous les paquets d'électrons. Cela permettrait alors d'obtenir un gain de luminosité conséquent les interactions Compton inverse. Le point négatif étant alors la diminution de la largeur des raies de la cavité Fabry-Perot comme nous l'avons vu dans la section 3.1 ce qui rend l'asservissement plus sensible. Cependant, cela est à pondérer avec le fait que l'asservissement du MIRA à la cavité Fabry-Perot de finesse 30000 a été fait à 78 MHz. Par conséquent, prendre la quatrième sous-harmonique de 325 MHz, soit 81,25 MHz, ne semble pas être un objectif aberrant.

De plus, tout le travail présenté dans le manuscrit sert aussi de base pour la réalisation du système optique du projet ThomX [132] présenté sur la figure 4.46 qui consiste à développer une source de rayons X compacte pour les applications médicales et de préservation du patrimoine culturel. Pour cette source X, les électrons seront accélérés à une énergie de 50 MeV dans un linac puis injectés dans un anneau de stockage. Un système optique similaire à celui développé pour l'expérience Mighty Laser sera installé sur l'anneau de stockage. En ce qui concerne le système optique, la principale différence se situe au niveau de la fréquence de répétition qui sera de 34,5 MHz. Cela implique un travail sur la gestion de la durée des impulsions dans notre système d'amplification qui devra être augmentée. De plus, la cavité Fabry-Perot sera planaire car il n'est pas nécessaire que les rayons X soient polarisés circulairement pour les applications envisagées. C'est un projet equipex regroupant plusieurs partenaires : LAL, SOLEIL, CELIA, UPMC-LAMS, ESRF, INSERM, NEEL et Thalès TED.

Finalement, le regroupement des développements effectués d'une part sur la stabilisation des oscillateurs laser et leur asservissement aux cavités Fabry-Perot pour la métrologie ainsi que la spectroscopie et sur les systèmes d'amplification par fibres active de très fortes puissances moyennes d'autre part ont permis l'émergence d'une nouvelle voie attractive pour l'obtention de puissances moyennes de plusieurs dizaines de kilowatts en régime pulsé [35] pouvant être utilisé dans d'autres domaines comme la génération d'harmoniques d'ordres élevés [133, 134, 135]. Maintenant, des puissances moyennes dépassant le megawatt peuvent être envisagées dans les années à venir.



(a)



(b)

FIGURE 4.46 – Vue technique du prototype de production compact de rayons X. La figure 4.46a présente une vue d'ensemble du prototype. La figure 4.46b présente la cavité Fabry-Perot quatre miroirs planeaire et le point d'interaction.





# Annexe A

## Préparation des fibres optiques

De la même façon que lors de l'utilisation de cristaux comme milieu actif, une fibre doit être préparée de façon à ce que l'interface entre le milieu externe, généralement l'air, et la face de la fibre soit la plus lisse et la plus propre possible. La préparation d'une fibre concerne généralement ses deux faces. Cette préparation dépend de l'utilisation que l'on souhaite faire de la fibre. Nous ne discuterons donc que des préparations effectuées dans le cadre des développements présentés dans ce manuscrit.

Les premières préparations de fibres sont pour celles utilisées dans les développements présentés dans la section 2.4 où des fibres à sauts d'indices sont utilisées comme milieux amplificateurs lorsqu'elles sont dopées à l'ytterbium ou comme guide d'onde pour propager un faisceau laser sans gain entre les différents étages d'amplification. Il y a dans notre cas deux types de préparations différentes. Une pour les faces des fibres qui vont être soudées entre elles. Une seconde pour les faces qui seront des interfaces entre la fibre et le milieu extérieur, l'air. En effet, en sortant de la fibre, le faisceau subit une réflexion dite de Fresnel à l'interface. Si le plan de l'interface est perpendiculaire à l'axe longitudinal de la fibre, cette réflexion est d'approximativement 4 % et la fraction du faisceau laser réfléchi à l'interface est guidée dans le cœur de la fibre. D'une part, cette fraction réfléchie peut venir perturber l'amplification en prenant du gain. D'autre part, le faisceau laser sera réfléchi sur la première face. Cette succession de réflexions peut créer un oscillateur laser à l'intérieur de la fibre et peut à terme générer des impulsions de grandes énergies susceptibles d'endommager les faces de la fibre. Afin de nous prévenir de ces effets, nous préparons les faces des fibres de façon à ce que les plans des interfaces présentent un angle par rapport à l'axe longitudinal de la fibre. Cet angle doit être suffisamment grand pour que le champ électro-magnétique réfléchi à l'interface ne soit pas ensuite réfléchi sur l'interface entre le cœur et la gaine optique. Dans les deux cas il faut cliver la fibre, avec ou sans angle. Pour cela on utilise une machine à cliver. Notons que pour les interfaces droites, il est possible de cliver la fibre à l'aide de crayon à cliver. Ce dernier est moins coûteux qu'une machine à cliver mais les résultats ne sont pas toujours optimaux. Afin de cliver une fibre, il faut premièrement enlever quelques centimètres de gaine polymère puis nettoyer l'extrémité dénudée afin d'enlever les morceaux de polymère qui pourraient rester sur la gaine optique. La fibre est ensuite clivée en un point de la partie dénudée. Il existe différentes machines à cliver plus ou moins complexes. Pour les fibres à sauts d'indices dont le diamètre de gaine optique ne dépasse pas 250  $\mu\text{m}$ , une machine simple telle que la *ref cleaveuse* suffit pour la majorité de nos utilisations. Les images présentées sur la figure A.1 montrent le processus de clivage d'une fibre de type PM980XP. Pour les fibres présentant un diamètre de gaine optique plus important, cette machine à cliver ne convient plus. Nous utilisons alors une seconde machine multi-fonctions (3SAE-LDSII) pouvant aussi cliver. Outre le fait de pouvoir cliver des fibres de plus gros diamètre, elle permet d'avoir un contrôle très

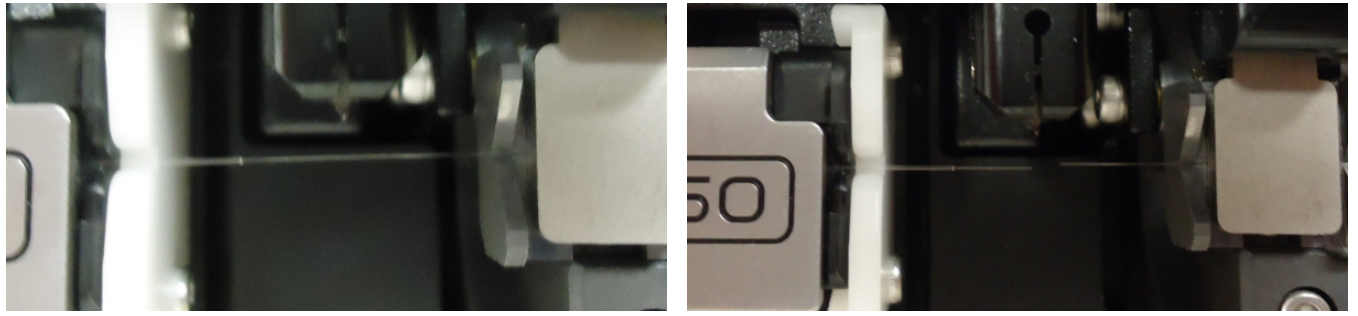


FIGURE A.1 – Clivage d’une fibre.

précis de la position où l’on souhaite cliver la fibre. L’image de la figure A.2 montre le profil d’une fibre micro-structurée de type DC-200/40-PZ-Yb après clivage. Cette précision sur la position peut aussi être très utile sur des fibres présentant un petit diamètre de gaine optique.

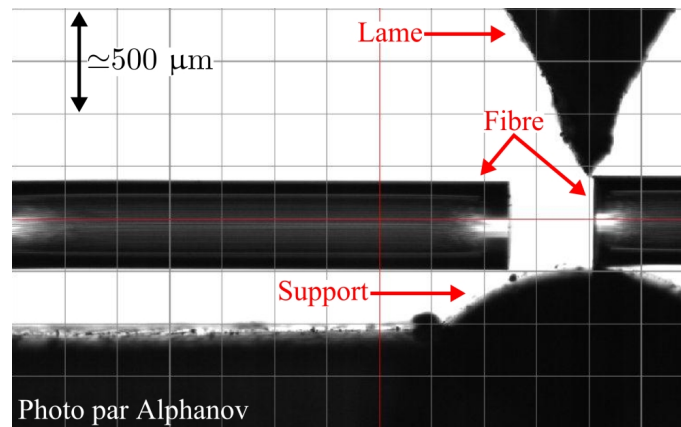


FIGURE A.2 – Image d’une fibre clivée. Nous remarquons les deux extrémités de la fibre, un support bombé en dessous de la fibre permettant à la lame située au dessus de faire pression sur la fibre afin de la cliver.

Différentes méthodes existent pour obtenir une surface d’interface plane et leur utilisation dépend de la fibre utilisée. La méthode la plus simple est pour les fibres présentant un diamètre de gaine optique maximal de  $250\text{ }\mu\text{m}$ . La fibre est ensuite fendue sur un point de sa partie dénudée. L’instrument utilisé pour cliver certaines de nos fibres est présenté sur la figure A.1. Selon l’utilisation de la fibre, celle-ci peut être fendue de différentes façons. Lorsque l’extrémité préparée doit par la suite être soudée à une autre fibre, elle est clivée de façon à ce que l’interface soit perpendiculaire à l’axe longitudinal de la fibre. Lorsque la fibre doit ensuite être utilisée en espace libre, la partie dénudée est généralement clivée de façon à ce qu’elle présente un angle avec l’axe longitudinal de la fibre afin de se prévenir d’effets délétères comme un effet laser entre les deux faces de la fibre ou un effet de commutation-Q. Il y a cependant des cas où ces effets sont recherchés, particulièrement l’effet laser lorsque l’on souhaite utiliser une fibre comme milieu à gain. Dans ces cas, les deux faces de la fibre peuvent être fendues perpendiculairement à l’axe longitudinal de la fibre puis traités de façon à réfléchir la longueur d’onde que l’on souhaite émettre.

Les secondes préparations de fibres sont pour celles utilisées dans les développements présentés dans les sections 2.2 et 2.3 où des fibres micro-structurées dopées à l’ytterbium sont utilisées comme

milieux amplificateurs. Dans ces deux sections, les faisceaux lasers sortent du cœur des fibres dopées via une interface entre de la silice fondue et l'air et la même réflexion que celle présentée dans le paragraphe précédent a lieu. Il faut donc un angle. Cependant, contrairement aux fibres à saut d'indice utilisées dans la section 2.4, cliver des fibres micro-structurées afin d'obtenir un angle entre le plan de l'interface et l'axe longitudinal de la fibre n'est pas une méthode optimale. En effet, les trous d'air font que l'état de surface après avoir fendu une fibre micro-structurée n'est pas plan. Il est donc nécessaire de se tourner vers une autre méthode, le polissage. Cette méthode est plus longue que de cliver une fibre mais donne des états de surface de meilleure qualité pour les fibres micro-structurées. Cependant, la présence de trous d'air présente là aussi un problème. En effet, les poussières de silice que le polissage produit vont pénétrer dans les trous d'air et cette pollution va modifier les propriétés de guidage de la fibre. Pour remédier à ce problème, l'extrémité de la fibre est fusionnée (*end-sealing*) sur quelques centaines de micromètres. Cette fusion va collapser les trous d'air, les protégeant de toute pollution lors du polissage mais aussi de l'humidité d'une salle d'expérimentation. L'interface peut alors être polie avec un angle mais il faut toujours faire attention à ne pas trop enlever de matériau durant le polissage afin de toujours conserver une zone fusionnée. Les images présentées sur la figure A.3 montrent la machine utilisée pour fusionner les fibres micro-structurées (A.3a) ainsi que la fusion d'une fibre de type barreau vue sous deux angles différents (A.3b).

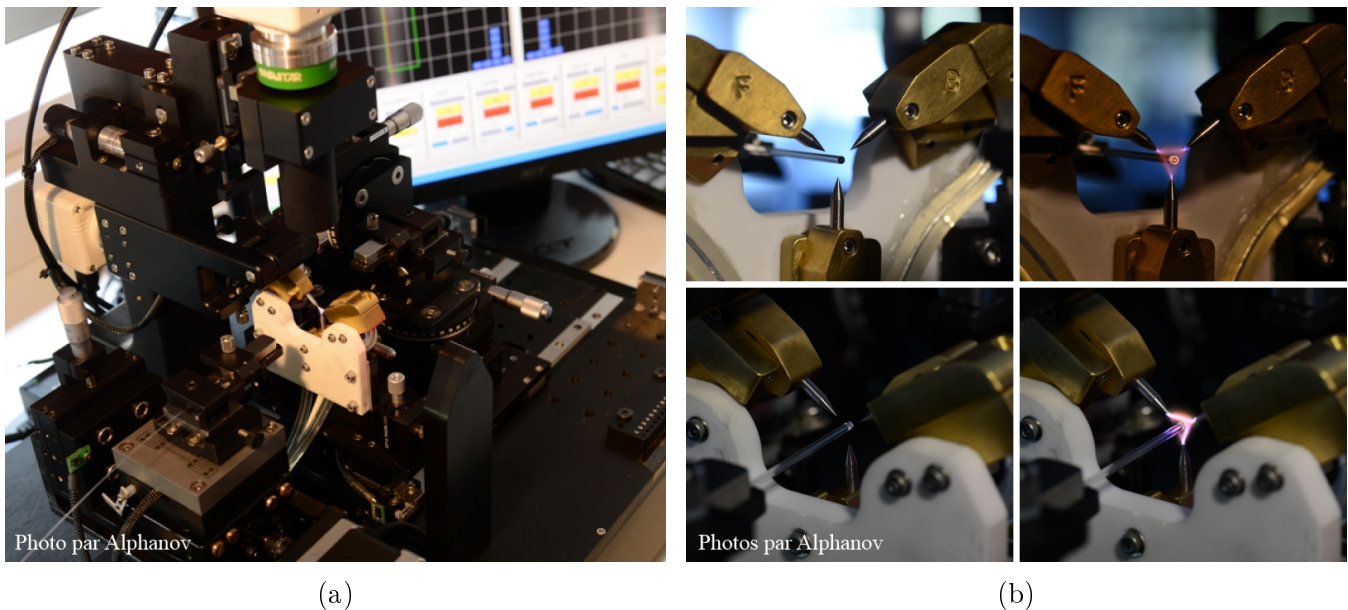
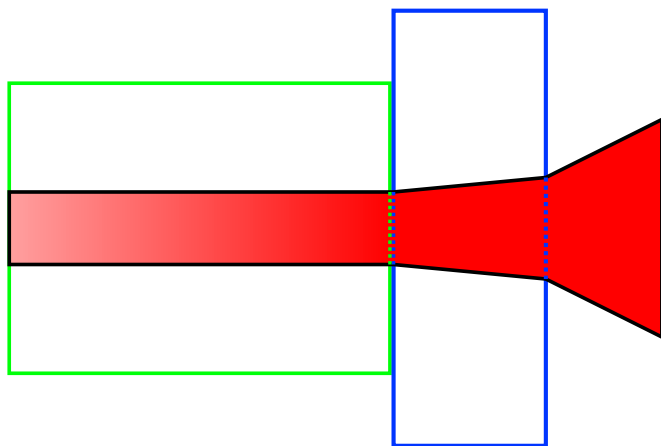


FIGURE A.3 – Images de la machine 3SAE-LDSII utilisée pour fusionner les fibres micro-structurées (A.3a) ainsi que d'une fibre de type barreau en train d'être fusionnée (A.3b).

Lorsqu'une fibre est utilisée comme amplificateur laser, l'énergie par unité de surface peut être telle que la face de la fibre du côté où le faisceau laser sort après amplification peut être endommagée lors du passage d'une impulsion laser. Afin de se prévenir de ce problème, un bloc de silice dénommé *end-cap* est soudé sur l'extrémité de la fibre. Le faisceau commence alors à diverger à l'interface entre la fibre et le bloc de silice car il n'est plus guidé. Sa taille est donc plus importante à l'interface entre le bloc de silice et le milieu extérieur comme le montre le schéma de la figure A.4a. La figure A.4b montre un bloc de silice soudé à l'extrémité d'une fibre de type barreau.



(a) Schéma de principe d'un *end-cap*.



(b) Image d'un *end-cap* soudé sur une fibre de type barreau.

FIGURE A.4 – Schéma (A.4a) et image (A.4b) d'un *end-cap* soudé à l'extrémité d'une fibre de type barreau.

# Bibliographie

- [1] S. L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4) :579–588, 1961.
- [2] Steven Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1264–1266, Nov 1967.
- [3] Roman Jackiw. Elementary particle theory. relativistic groups and analyticity. proceedings of the eighth nobel symposium, aspenäsgården, lerum, sweden, may 1968. nils svartholm, ed. interscience (wiley), new york, and almqvist and wiksell, stockholm, 1969. 400 pp., illus. 31.75. *Science*, 168(3936) :1196–1197, 1970.
- [4] James Brau et al. ILC Reference Design Report : ILC Global Design Effort and World Wide Study. 2007.
- [5] Gerald Aarons et al. International Linear Collider Reference Design Report Volume 2 : PHYSICS AT THE ILC. 2007.
- [6] G. Moortgat-Pick, T. Abe, G. Alexander, B. Ananthanarayan, A.A. Babich, V. Bharadwaj, D. Barber, A. Bartl, A. Brachmann, S. Chen, J. Clarke, J.E. Clendenin, J. Dainton, K. Desch, M. Diehl, B. Dobos, T. Dorland, H.K. Dreiner, H. Eberl, J. Ellis, K. Flöttmann, H. Fraas, F. Franco-Solova, F. Franke, A. Freitas, J. Goodson, J. Gray, A. Han, S. Heinemeyer, S. Hesselbach, T. Hirose, K. Hohenwarter-Sodek, A. Juste, J. Kalinowski, T. Kernreiter, O. Kittel, S. Kraml, U. Langenfeld, W. Majerotto, A. Martinez, H.-U. Martyn, A. Mikhailichenko, C. Milstene, W. Menges, N. Meyners, K. Mönig, K. Moffeit, S. Moretti, O. Nachtmann, F. Nagel, T. Nakanishi, U. Nauenberg, H. Nowak, T. Omori, P. Osland, A.A. Pankov, N. Paver, R. Pitthan, R. Pöschl, W. Porod, J. Proulx, P. Richardson, S. Riemann, S.D. Rindani, T.G. Rizzo, A. Schälicke, P. Schüler, C. Schwanenberger, D. Scott, J. Sheppard, R.K. Singh, A. Sopczak, H. Spiesberger, A. Stahl, H. Steiner, A. Wagner, A.M. Weber, G. Weiglein, G.W. Wilson, M. Woods, P. Zerwas, J. Zhang, and F. Zomer. Polarized positrons and electrons at the linear collider. *Physics Reports*, 460(4–5) :131 – 243, 2008.
- [7] Nan Phinney, Nobukasu Toge, and Nicholas Walker. LC Reference Design Report Volume 3 - Accelerator. 2007.
- [8] J. A. Clarke, I. R. Bailey, E. Baynham, V. Bharadwaj, T. W. Bradshaw, A. Brummit, A. Bungau, F. S. Carr, N. A. Collomb, J. Dainton, R. Dollan, W. Gai, J. Gronberg, A. F. Hartin, S. Hesselbach, K. M. Hock, Y. Ivanyushenkov, L. J. Jenner, K. Laihem, A. Lintern, W. Liu, T. Lohse, O. B. Malyshev, L. I. Malysheva, A. A. Mikhailichenko, G. A. Moortgat-Pick, W. T. Piggott, S. Riemann, J. Rochford, N. C. Ryder, A. Schaelicke, D. J. Scott, J. C. Sheppard, A. Ushakov, and L. Zang. The design of the positron source for the international linear collider. *Proceedings of EPAC*, 10 :1915–1917, 2008.
- [9] Balakin V. E. and Mikhailichenko A. A. The conversion system for obtaining highly polarized electrons and positrons. *Budker INP*, September 1979.
- [10] T. Omori, M. Fukuda, T. Hirose, Y. Kurihara, R. Kuroda, M. Nomura, A. Ohashi, T. Okugi, K. Sakaue, T. Saito, J. Urakawa, M. Washio, and I. Yamazaki. Efficient propagation of polari-

- zation from laser photons to positrons through compton scattering and electron-positron pair creation. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :114801, Mar 2006.
- [11] D. J. Scott, S. Appleton, J. A. Clarke, O. B. Malyshev, B. J. A. Shepherd, B. Todd, D. E. Baynham, T. Bradshaw, A. Brummitt, S. Carr, Y. Ivanyushenkov, J. Rochford, I. R. Bailey, P. Cooke, J. B. Dainton, L. I. Malysheva, D. P. Barber, and G. A. Moortgat-Pick. Selection of the optimum magnet design for the international linear collider positron source helical undulator. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 10 :032401, Mar 2007.
  - [12] G. Alexander, P. Anthony, V. Bharadwaj, Yu.K. Batygin, T. Behnke, et al. Undulator-based production of polarized positrons : A Proposal for the 50-GeV beam in the FFTB. 2003.
  - [13] G. Alexander, J. Barley, Y. Batygin, S. Berridge, V. Bharadwaj, G. Bower, W. Bugg, F.-J. Decker, R. Dollan, Y. Efremenko, V. Gharibyan, C. Hast, R. Iverson, H. Kolanoski, J. Kovermann, K. Laihem, T. Lohse, K. T. McDonald, A. A. Mikhailichenko, G. A. Moortgat-Pick, P. Pahl, R. Pitthan, R. Pöschl, E. Reinherz-Aronis, S. Riemann, A. Schällicke, K. P. Schüler, T. Schweizer, D. Scott, J. C. Sheppard, A. Stahl, Z. M. Szalata, D. Walz, and A. W. Weidemann. Observation of polarized positrons from an undulator-based source. *Phys. Rev. Lett.*, 100 :210801, May 2008.
  - [14] G. Alexander, J. Barley, Y. Batygin, S. Berridge, V. Bharadwaj, G. Bower, W. Bugg, F.-J. Decker, R. Dollan, Y. Efremenko, K. Flöttmann, V. Gharibyan, C. Hast, R. Iverson, H. Kolanoski, J.W. Kovermann, K. Laihem, T. Lohse, K.T. McDonald, A.A. Mikhailichenko, G.A. Moortgat-Pick, P. Pahl, R. Pitthan, R. Pöschl, E. Reinherz-Aronis, S. Riemann, A. Schällicke, K.P. Schüler, T. Schweizer, D. Scott, J.C. Sheppard, A. Stahl, Z. Szalata, D.R. Walz, and A. Weidemann. Undulator-based production of polarized positrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 610(2) :451 – 487, 2009.
  - [15] Toshiyuki Okugi, Yoshimasa Kurihara, Masami Chiba, Akira Endo, Ryousuke Hamatsu, Tachisige Hirose, Tetsurou Kumita, Tunehiko Omori, Yasunori Takeuchi, and Masakazu Yoshioka. Proposed method to produce a highly polarized  $e^+$  beam for future linear colliders. *Japanese Journal of Applied Physics*, 35(Part 1, No. 6A) :3677–3680, 1996.
  - [16] K. Yokoya. Cain, version 2.42, <http://lcdev.kek.jp/yokoya/cain/>. 2011.
  - [17] U. FANO. Remarks on the classical and quantum-mechanical treatment of partial polarization. *J. Opt. Soc. Am.*, 39(10) :859–863, Oct 1949.
  - [18] D.P. Barber, H.-D. Bremer, M. Böge, R. Brinkmann, W. Brückner, Ch. Büscher, M. Chapman, K. Coulter, P.P.J. Delheij, M. Düren, E. Gianfelice-Wendt, P.E.W. Green, H.G. Gaul, H. Gressmann, O. Häusser, R. Henderson, T. Janke, H. Kaiser, R. Kaiser, P. Kitching, R. Klaner, P. Levy, H.-Ch. Lewin, M. Lomperski, W. Lorenzon, L. Losev, R.D. McKeown, N. Meyners, B. Micheel, R. Milner, A. Mücklich, F. Neunreither, W.-D. Nowak, P.M. Patel, K. Rith, Ch. Scholz, E. Steffens, M. Veltri, M. Vetterli, W. Vogel, W. Wander, D. Westphal, K. Zapfe, and F. Zetsche. The hera polarimeter and the first observation of electron spin polarization at hera. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 329(1–2) :79–111, 1993.
  - [19] K.-J. Kim, S. Chattopadhyay, and C.V. Shank. Generation of femtosecond x-rays by  $90^\circ$  thomson scattering. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 341(1–3) :351 – 354, 1994.
  - [20] R. W. Schoenlein, W. P. Leemans, A. H. Chin, P. Volfbeyn, T. E. Glover, P. Balling, M. Zolotarev, K.-J. Kim, S. Chattopadhyay, and C. V. Shank. Femtosecond x-ray pulses at 0.4 Å

- generated by  $90^\circ$  thomson scattering : A tool for probing the structural dynamics of materials. *Science*, 274(5285) :236–238, 1996.
- [21] T. Suzuki. General formulae of luminosity for various types of colliding beam machines. *KEK Internal*, pages 76–3, 1970.
  - [22] V. Yakimenko and I. V. Pogorelsky. Polarized  $\gamma$  source based on compton backscattering in a laser cavity. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 9 :091001, Sep 2006.
  - [23] S Araki, Y Higashi, Y Honda, Y Kurihara, M Kuriki, T Okugi, T Omori, T Taniguchi, N Terunuma, J Urakawa, X Artru, M Chevallier, V M Strakhovenko, E Bulyak, P Gladkikh, K Mönig, R Chehab, A Variola, F Zomer, S Guiducci, Pantaleo Raimondi, Frank Zimmermann, K Sakaue, T Hirose, M Washio, N Sasao, H Yokoyama, M Fukuda, K Hirano, M Takano, T Takahashi, H Sato, A Tsunemi, J Gao, and V Soskov. Conceptual design of a polarised positron source based on laser compton scattering. 2005.
  - [24] S.J. McNaught, H. Komine, S.B. Weiss, R. Simpson, A.M.F. Johnson, J. Machan, C.P. Asman, M. Weber, G.C. Jones, M.M. Valley, A. Jankevics, D. Burchman, M. McClellan, J. Sollee, J. Marmo, and H. Injeyan. 100 kw coherently combined slab mopas. In *Lasers and Electro-Optics, 2009 and 2009 Conference on Quantum electronics and Laser Science Conference. CLEO/QELS 2009. Conference on*, pages 1–2, june 2009.
  - [25] J. E. Murray and W. H. Lowdermilk. Nd : Yag regenerative amplifier. *Journal of Applied Physics*, 51(7) :3548–3556, 1980.
  - [26] P. Sprangle, A. Ting, E. Esarey, and A. Fisher. Tunable, short pulse hard x-rays from a compact laser synchrotron source. *Journal of Applied Physics*, 72(11) :5032–5038, 1992.
  - [27] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(3) :219–221, 1985.
  - [28] I. Jovanovic, M. Shverdin, D. Gibson, and C. Brown. High-power laser pulse recirculation for inverse compton scattering-produced  $\gamma$ -rays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 578(1) :160–171, 2007.
  - [29] H. Kogelnik and T. Li. Laser beams and resonators. *Appl. Opt.*, 5(10) :1550–1567, Oct 1966.
  - [30] S. T. Cundiff and J. Ye. *Femtosecond Optical Frequency Comb : Principle, Operation and Applications*. Springer, 1 edition, 2005.
  - [31] Zhirong Huang and Ronald D. Ruth. Laser-electron storage ring. *Phys. Rev. Lett.*, 80 :976–979, Feb 1998.
  - [32] N Falletto, M Authier, M Baylac, M Boyer, F Bugeon, E Burtin, C Cavata, N Colombel, G Congretel, R Coquillard, G Coulloux, B Couzy, P Deck, A Delbart, D Desforges, A Donati, B Duboué, S Escoffier, F Farci, B Frois, P Girardot, J Guillotau, C Henriot, C Jeanney, M Juillard, J.-P Jorda, P Legou, D Lhuillier, Y Lussignol, Ph Mangeot, X Martin, F Marie, J Martino, M Maurier, B Mazeau, J.F Millot, F Molinié, J.-P Mols, J.-P Mouly, M Mur, D Neyret, T Pédro, S Platchkov, G Pontet, T Pussieux, Y Queinec, Ph Rebourgeard, J.C Sellier, G Tarte, C Veyssière, A Zakarian, P Bertin, A Cosquer, J.P Chen, J Mitchell, J.-M Mackowski, and L Pinard. Compton scattering off polarized electrons with a high-finesse fabry-pérot cavity at {JLab}. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 459(3) :412 – 425, 2001.
  - [33] Hirotaka Shimizu, Sakae Araki, Yoshisato Funahashi, Yosuke Honda, Toshiyuki Okugi, Tsunehiko Omori, Nobuhiro Terunuma, Junji Urakawa, Masao Kuriki, Shuhei Miyoshi, Tohru Takahashi, Yasuaki Ushio, Tachishige Hirose, Kazuyuki Sakaue, Masakazu Washio, Pei Guoxi, and



- textscLi XiaoPing. Photon generation by laser-compton scattering using an optical resonant cavity at the kek-atf electron ring. *Journal of the Physical Society of Japan*, 78(7) :074501, 2009.
- [34] Tino Eidam, Stefan Hanf, Enrico Seise, Thomas V. Andersen, Thomas Gabler, Christian Wirth, Thomas Schreiber, Jens Limpert, and Andreas Tünnemann. Femtosecond fiber cpa system emitting 830 w average output power. *Opt. Lett.*, 35(2) :94–96, Jan 2010.
  - [35] Ioachim Pupeza, Tino Eidam, Jens Rauschenberger, Birgitta Bernhardt, Akira Ozawa, Ernst Fill, Alexander Apolonski, Thomas Udem, Jens Limpert, Zeyad A. Alahmed, Abdallah M. Azzeer, Andreas Tünnemann, Theodor W. Hänsch, and Ferenc Krausz. Power scaling of a high-repetition-rate enhancement cavity. *Opt. Lett.*, 35(12) :2052–2054, Jun 2010.
  - [36] V. Brisson, R. Cizeron, R. Chiche, E. Cormier, Y. Fedala, R. Flaminio, D. Jehanno, M. Lacroix, C. Michel, N. Pavloff, L. Pinard, V. Soskov, A. Variola, Y. Zaouter, and F. Zomer. High finesse fabry-perot cavities in picosecond regime. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 608(1, Supplement) :S75 – S77, 2009. Compton sources for X/ $\gamma$  rays : Physics and applications.
  - [37] R. Chiche, V Soskov, A. Variola, F. Zomer, E. Cormier, L. Pinard, O. Borzsonyi, and J.P. Karoly. Ultrahigh finesse fabry-perot cavities in the picosecond regime : the role of the carrier envelop phase. *To be submitted*.
  - [38] F. Hinode, S. Kawabata, H. Matsumoto, K. Oide, K. Takata, Seishi Takeda, and J. Urakawa. Accelerator test facility design and study report. *KEK Internal*, pages 95–4, 1995.
  - [39] F. Hayano, K. Kubo, M. Ross, N. Toge, J. Urakawa, and F. Zimmermann. Accelerator test facility study report jfy 1996-1999. *KEK Internal*, pages 2000–6, 2000.
  - [40] F.E. Carroll. Tunable monochromatic x rays : a new paradigm in medicine. *AJR Am J Roentgenol*, 179(3) :583–90, 2002.
  - [41] Frank E. Carroll, Marcus H. Mendenhall, Robert H. Traeger, Charles Brau, and James W. Waters. Pulsed tunable monochromatic x-ray beams from a compact source : New opportunities. *Am. J. Roentgenol.*, 181(5) :1197–1202, November 2003.
  - [42] Marie-Claude Biston, Aurélie Joubert, Jean-François Adam, Hélène Elleaume, Sylvain Bohic, Anne-Marie Charvet, François Estève, Nicolas Foray, and Jacques Balosso. Cure of Fisher rats bearing radioresistant F98 glioma treated with cis-platinum and irradiated with monochromatic synchrotron X-rays. *Cancer Research*, 64(7) :2317–23, Apr 2004.
  - [43] P. Suortti and W. Thomlinson. Medical applications of synchrotron radiation. *Physics in Medicine and Biology*, 48(13) :R1, 2003.
  - [44] M. Cotte, E. Welcomme, V. A. Solé, M. Salomé, M. Menu, Ph. Walter, and J. Susini. Synchrotron-based x-ray spectromicroscopy used for the study of an atypical micrometric pigment in 16th century paintings. *Analytical Chemistry*, 79(18) :6988–6994, 2007.
  - [45] Ryoichi Hajima, Takehito Hayakawa, Nobuhiro Kikuzawa, and Eisuke Minehara. Proposal of nondestructive radionuclide assay using a high-flux gamma-ray source and nuclear resonance fluorescence. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 45(5) :441–451, 2008.
  - [46] Marco Battaglia, A de Roeck, Jonathan Richard Ellis, and Daniel Schulte. *Physics at the CLIC Multi-TeV Linear Collider : report of the CLIC Physics Working Group*. CERN, Geneva, 2004.
  - [47] M Aicheler, P Burrows, M Draper, T Garvey, P Lebrun, K Peach, N Phinney, H Schmickler, D Schulte, and N Toge. A multi-teV linear collider based on clic technology : Clic conceptual

- design report. Technical Report CERN-2012-007. SLAC-R-985. KEK-Report-2012-1. PSI-12-01. JAI-2012-001, Geneva, 2012.
- [48] I.F. Ginzburg, G.L. Kotkin, S.L. Panfil, V.G. Serbo, and V.I. Telnov. Colliding  $\gamma e$  and  $\gamma\gamma$  beams based on single-pass  $e^+e^-$  accelerators ii. polarization effects, monochromatization improvement. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 219(1) :5–24, 1984.
  - [49] S Baudrand, M Bouchel, V Brisson, R Chiche, M Jacquet, S Kurbasov, G Li, C Pascaud, A Reboux, V Soskov, Z Zhang, F Zomer, M Beckingham, T Behnke, N Coppola, N Meyners, D Pitzl, S Schmitt, M Authier, P Deck-Betinelli, Y Queinec, and L Pinard. A high precision fabry-perot cavity polarimeter at hera. *Journal of Instrumentation*, 5(06) :P06005, 2010.
  - [50] Tsumoru Shintake. Proposal of a nanometer beam size monitor for  $e^+e^-$  linear colliders. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 311(3) :453–464, 1992.
  - [51] Yutaka Sakamura, Yasuo Hemmi, Hiroaki Matsuo, Hiroshi Sakai, Noboru Sasao, et al. Development of a laser wire beam profile monitor (I). *soumis pour publication dans Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1999.
  - [52] Hiroshi Sakai, Noboru Sasao, Sakae Araki, Yasuo Higashi, Toshiyuki Okugi, Takashi Taniguchi, Junji Urakawa, and Mikio Takano. Development of a laser wire beam profile monitor (2). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 455(1) :113 – 117, 2000. <ce :title>Proceedings of the Int. Symp. on New Visions in Laser-Beam</ce :title>.
  - [53] G. Diels and W. Rudolph. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Academic Press, 2 edition, 2006.
  - [54] Steven T. Cundiff. Phase stabilization of ultrashort optical pulses. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 35(8) :R43, 2002.
  - [55] E. Hecht. *Optics*. Addison-Wesley, 4 edition, 2002.
  - [56] B.E.A. Saleh and M.C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, Inc., 2 edition, 2007.
  - [57] Darren D. Hudson, Kevin W. Holman, R. Jason Jones, Steven T. Cundiff, Jun Ye, and David J. Jones. Mode-locked fiber laser frequency-controlled with an intracavity electro-optic modulator. *Opt. Lett.*, 30(21) :2948–2950, Nov 2005.
  - [58] A. Apolonski, A. Poppe, G. Tempea, Ch. Spielmann, Th. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hänsch, and F. Krausz. Controlling the phase evolution of few-cycle light pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :740–743, Jul 2000.
  - [59] L. Xu, Ch. Spielmann, A. Poppe, T. Brabec, F. Krausz, and T. W. Hänsch. Route to phase control of ultrashort light pulses. *Opt. Lett.*, 21(24) :2008–2010, Dec 1996.
  - [60] Richard Ell, Jonathan R. Birge, Mohammad Araghchini, and Franz X. Kärtner. Carrier-envelope phase control by a composite plate. *Opt. Express*, 14(12) :5829–5837, Jun 2006.
  - [61] Mihaly Görbe, Karoly Osvay, Christian Grebing, and Günter Steinmeyer. Isochronic carrier-envelope phase-shift compensator. *Opt. Lett.*, 33(22) :2704–2706, Nov 2008.
  - [62] R. Jason Jones and Jean-Claude Diels. Stabilization of femtosecond lasers for optical frequency metrology and direct optical to radio frequency synthesis. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :3288–3291, Apr 2001.

- [63] J. Reichert, R. Holzwarth, Th Udem, and T. W. Hansch. Measuring the frequency of light with mode-locked lasers. *Optics Communications*, 172(1-6) :59–68, Dec 1999.
- [64] A. Poppe, R. Holzwarth, A. Apolonski, G. Tempea, Ch. Spielmann, T.W. Hänsch, and F. Krausz. Few-cycle optical waveform synthesis. *Applied Physics B*, 72 :373–376, 2001.
- [65] Zenghu Chang. Carrier-envelope phase shift caused by grating-based stretchers and compressors. *Appl. Opt.*, 45(32) :8350–8353, Nov 2006.
- [66] Chengquan Li, Eric Moon, and Zenghu Chang. Carrier-envelope phase shift caused by variation of grating separation. *Opt. Lett.*, 31(21) :3113–3115, Nov 2006.
- [67] A. W. Snyder and J. Love. *Optical Waveguide Theory*. Springer, 8 edition, 1983.
- [68] G. Agrawal. *Fiber-Optic Communication Systems*. John Wiley & Sons, Inc., 4 edition, 2010.
- [69] D. Gloge. Dispersion in weakly guiding fibers. *Appl. Opt.*, 10(11) :2442–2445, Nov 1971.
- [70] S. Kawakami and S. Nishida. Characteristics of a doubly clad optical fiber with a low-index inner cladding. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 10(12) :879–887, Dec 1974.
- [71] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, 21(19) :1547–1549, Oct 1996.
- [72] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St.J. Russell, and D. M. Atkin. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding : errata. *Opt. Lett.*, 22(7) :484–485, Apr 1997.
- [73] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St.J. Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 22(13) :961–963, Jul 1997.
- [74] Y. R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*. John Wiley & Sons, Inc., 1 edition, 2002.
- [75] R. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 3 edition, 2008.
- [76] G. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 4 edition, 2006.
- [77] R. L. Carman, R. Y. Chiao, and P. L. Kelley. Observation of degenerate stimulated four-photon interaction and four-wave parametric amplification. *Phys. Rev. Lett.*, 17 :1281–1283, Dec 1966.
- [78] Fujio Shimizu. Frequency broadening in liquids by a short light pulse. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1097–1100, Nov 1967.
- [79] M. Oberthaler and R. A. Höpfel. Special narrowing of ultrashort laser pulses by self-phase modulation in optical fibers. *Applied Physics Letters*, 63(8) :1017–1019, 1993.
- [80] Victor Khitrov, Bryce Samson, David Machewirth, and Kanishka Tankala. 242w single-mode cw fiber laser operating at 1030nm lasing wavelength and with 0.35nm spectral width. In *Advanced Solid-State Photonics*, page WD5. Optical Society of America, 2006.
- [81] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson. Coherent light emission from gaas junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 9 :366–368, Nov 1962.
- [82] D.J. Ripin and L. Goldberg. High efficiency side-coupling of light into optical fibres using imbedded v-grooves. *Electronics Letters*, 31(25) :2204–2205, dec 1995.
- [83] Nelly Deguil-Robin, Jens Limpert, Inka Manek-Hönninger, Francois Salin, Andreas Liem, Thomas Schreiber, Fabian Röser, Stefan Nolte, Holger Zellmer, Andreas Tünnermann, Jes Broeng, Anders Petersson, and Christian Jakobson. Rod-type fiber laser. In *Advanced Solid-State Photonics*, page TuC1. Optical Society of America, 2005.
- [84] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönninger, F. Salin, F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen. High-power rod-type photonic crystal fiber laser. *Opt. Express*, 13(4) :1055–1058, Feb 2005.

- [85] F. W. D. Rost. *Fluorescence Microscopy Volume 1*. Cambridge University Press, 1992.
- [86] F. W. D. Rost. *Fluorescence Microscopy Volume 2*. Cambridge University Press, 1995.
- [87] E. G. Loewen and E. Popov. *Diffraction Gratings and Applications*. CRC Press, 1 edition, 1997.
- [88] Ming Lai, Shui T. Lai, and Casimir Swinger. Single-grating laser pulse stretcher and compressor. *Appl. Opt.*, 33(30) :6985–6987, Oct 1994.
- [89] Mali Gong, Yanyang Yuan, Chen Li, Ping Yan, Haitao Zhang, and Suying Liao. Numerical modeling of transverse mode competition in strongly pumped multimode fiber lasers and amplifiers. *Opt. Express*, 15(6) :3236–3246, Mar 2007.
- [90] Z. Jiang and J. R. Marciante. Impact of transverse spatial-hole burning on beam quality in large-mode-area yb-doped fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 25(2) :247–254, Feb 2008.
- [91] C. Xu and W. Huang. Finite-difference beam propagation method for guide-wave optics. *PIER*, 11 :1–49, 1995.
- [92] Cesar Jauregui, Tino Eidam, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. Impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers. *Opt. Express*, 19(4) :3258–3271, Feb 2011.
- [93] Tino Eidam, Christian Wirth, Cesar Jauregui, Fabian Stutzki, Florian Jansen, Hans-Jürgen Otto, Oliver Schmidt, Thomas Schreiber, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers. *Opt. Express*, 19(14) :13218–13224, Jul 2011.
- [94] Cesar Jauregui, Tino Eidam, Hans-Jürgen Otto, Fabian Stutzki, Florian Jansen, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. Physical origin of mode instabilities in high-power fiber laser systems. *Opt. Express*, 20(12) :12912–12925, Jun 2012.
- [95] Kai-Hsiu Liao, Chi-Hung Liu, Almantas Galvanauskas, Emilie Flecher, Vadim I. Smirnov, and Leonid B. Glebov. A novel chirped pulse amplification system based on a monolithic large aperture bulk-bragg-grating stretcher/compressor. In *Advanced Solid-State Photonics*, page ME3. Optical Society of America, 2005.
- [96] H. Ishio, J. Minowa, and K. Nosu. Review and status of wavelength-division-multiplexing technology and its application. *Lightwave Technology, Journal of*, 2(4) :448 – 463, aug 1984.
- [97] D.J. DiGiovanni and A.J. Stentz. Tapered fiber bundles for coupling light into and out of cladding-pumped fiber devices. *U.S. patent*, 26 January 1999.
- [98] B.G. Fidric, V.G. Dominic, and S. Sanders. Optical couplers for multimode fibers. *U.S. patent*, 13 August 2002.
- [99] D. Machewirth, V. Khitrov, U. Manyam, K. Tankala, A. Carter, J. Abramczyk, J. Farroni, D. Guertin, and N. Jacobson. Large-mode-area double-clad fibers for pulsed and CW lasers and amplifiers. In L. N. Durvasula, editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 5335 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 140–150, June 2004.
- [100] C. Bruni, F. Couchot, Y. Fedala, J. Haissinski, M. Lacroix, R. Roux, A. Variola, F. Zomer, J. P. Brasile, A. S. Cauchat, R. Czarny, C. Simonboison, P. Balcou, E. Cormier, S. Montant, M. C. Nadeau, N. Artemiev, and P. Gladkikh. The RADIOTHOMX project. In *Proceedings of EPAC08*, pages 1785–1787, Genoa, Italie, 2008. TUPP112 LAL 08-247.

- [101] C. Bruni, R. Chiche, R. Cizeron, Y. Fedala, J. Haissinski, M. Jacquet, D. Jehanno, M. Lacroix, L. Meignien, B. Mercier, B. Mouton, Y. Peinaud, C. Prevost, R. Roux, V. Soskov, A. Variola, G. Wormser, F. Zomer, P. Brunelle, M.E. Couprie, J.C. Denard, J.M. Filhol, N. Guillotin, P. Lebasque, A. Loulergue, P. Marchand, O. Marcouillé, F. Marteau, R. Nagaoka, P. Balcou, E. Cormier, M.C. Nadeau, P. Walter, N. Artemiev, R. Flaminio, C. Michel, L. Pinard, B. Sassolas, J.P. Brasile, M.-C. Nadeau, A. Bravin, and G. Leduc. Thomx - conceptual design report. Technical report, 2009. A. Variola, A. Loulergue, F. Zomer (eds.).
- [102] Sheng-Ping Chen, Hong-Wei Chen, Jing Hou, and Ze-Jin Liu. 100 w all fiber picosecond mopa laser. *Opt. Express*, 17(26) :24008–24012, Dec 2009.
- [103] Johan Boullet, Yoann Zaouter, Jens Limpert, Stéphane Petit, Yann Mairesse, Baptiste Fabre, Julien Higuët, Eric Mével, Eric Constant, and Eric Cormier. High-order harmonic generation at a megahertz-level repetition rate directly driven by an ytterbium-doped-fiber chirped-pulse amplification system. *Opt. Lett.*, 34(9) :1489–1491, May 2009.
- [104] G. P. Agrawal. *Lightwave Technology : Telecommunication Systems*. John Wiley & Sons, Inc., 1 edition, 2005.
- [105] J. Petersen and A. Luiten. Short pulses in optical resonators. *Opt. Express*, 11(22) :2975–2981, Nov 2003.
- [106] Hello P. *Coupling in interferometric gravitational-wave detectors*. Habilitation à diriger des recherches, Laboratoire de l’Accélérateur Linéaire, 1996.
- [107] M.J. Thorpe and J. Ye. Cavity-enhanced direct frequency comb spectroscopy. *Applied Physics B*, 91 :397–414, 2008.
- [108] R. Jason Jones, Kevin D. Moll, Michael J. Thorpe, and Jun Ye. Phase-coherent frequency combs in the vacuum ultraviolet via high-harmonic generation inside a femtosecond enhancement cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :193201, May 2005.
- [109] C. Gohle, T. Udem, M. Herrmann, J. Rauschenberger, R. Holzwarth, H. A. Schuessler, F. Krausz, and T. W. Hansch. A frequency comb in the extreme ultraviolet. *Nature*, 436 :234–237, Jul 2005.
- [110] R. V. Pound. Electronic frequency stabilization of microwave oscillators. *Review of Scientific Instruments*, 17(11) :490–505, 1946.
- [111] R. V. Pound. Erratum : Electronic frequency stabilization of microwave oscillators. *Review of Scientific Instruments*, 18(2) :132–132, 1947.
- [112] T.W. Hansch and B. Couillaud. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Optics Communications*, 35(3) :441–444, 1980.
- [113] R.W.P. Drever, J.L. Hall, F.V. Kowalski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B*, 31 :97–105, 1983.
- [114] D. A. Shaddock, M. B. Gray, and D. E. McClelland. Frequency locking a laser to an optical cavity by use of spatial mode interference. *Opt. Lett.*, 24(21) :1499–1501, Nov 1999.
- [115] Eric D. Black. An introduction to pound–drever–hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics*, 69(1) :79–87, 2001.
- [116] Fabian Zomer, Yasmina Fedala, Nicolas Pavloff, Viktor Soskov, and Alessandro Variola. Polarization induced instabilities in external four-mirror fabry-perot cavities. *Appl. Opt.*, 48(35) :6651–6661, Dec 2009.

- [117] J.A. Arnaud. Nonorthogonal optical waveguides and resonators. *Bell Syst. Tech. J.*, 49 :2311–2348, Nov 1970.
- [118] Hiroshi Sakai, Yousuke Honda, Noboru Sasao, Sakae Araki, Yasuo Higashi, Toshiyuki Okugi, Takashi Taniguchi, Junji Urakawa, and Mikio Takano. Measurement of an electron beam size with a laser wire beam profile monitor. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 4 :022801, Feb 2001.
- [119] J Bonis, R Chiche, R Cizeron, M Cohen, E Cormier, P Cornebise, N Delerue, R Flaminio, D Jehanno, F Labaye, M Lacroix, R Marie, B Mercier, C Michel, Y Peinaud, L Pinard, C Prevost, V Soskov, A Variola, and F Zomer. Non-planar four-mirror optical cavity for high intensity gamma ray flux production by pulsed laser beam compton scattering off gev-electrons. *Journal of Instrumentation*, 7(01) :P01017, 2012.
- [120] T Akagi, S Araki, J Bonis, I Chaikovska, R Chiche, R Cizeron, M Cohen, E Cormier, P Cornebise, N Delerue, R Flaminio, S Funahashi, D Jehanno, Y Honda, F Labaye, M Lacroix, R Marie, C Michel, S Miyoshi, S Nagata, T Omori, Y Peinaud, L Pinard, H Shimizu, V Soskov, T Takahashi, R Tanaka, T Terunuma, J Urakawa, A Variola, and F Zomer. Production of gamma rays by pulsed laser beam compton scattering off gev-electrons using a non-planar four-mirror optical cavity. *Journal of Instrumentation*, 7(01) :P01021, 2012.
- [121] K. Kubo, M. Akemoto, S. Anderson, T. Aoki, S. Araki, K. L. F. Bane, P. Blum, J. Corlett, K. Dobashi, P. Emma, J. Frisch, M. Fukuda, Z. Guo, K. Hasegawa, H. Hayano, T. Higo, A. Higurashi, Y. Honda, T. Iimura, T. Imai, K. Jobe, S. Kamada, P. Karataev, S. Kashiwagi, E. Kim, T. Kobuki, T. Kotseroglou, Y. Kurihara, M. Kuriki, R. Kuroda, S. Kuroda, T. Lee, X. Luo, D. J. McCormick, B. McKee, T. Mimashi, M. Minty, T. Muto, Takashi Naito, G. Naumenko, J. Nelson, M. N. Nguyen, K. Oide, T. Okugi, T. Omori, T. Oshima, G. Pei, A. Potylitsyn, Q. Qin, T. Raubenheimer, M. Ross, H. Sakai, I. Sakai, F. Schmidt, T. Slaton, H. Smith, S. Smith, T. Smith, Toshikazu Suzuki, M. Takano, Seishi Takeda, N. Terunuma, N. Toge, J. Turner, J. Urakawa, V. Vogel, M. Woodley, J. Yocky, A. Young, and F. Zimmermann. Extremely low vertical-emittance beam in the accelerator test facility at kek. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :194801, Apr 2002.
- [122] Y. Honda, K. Kubo, S. Anderson, S. Araki, K. Bane, A. Brachmann, J. Frisch, M. Fukuda, K. Hasegawa, H. Hayano, L. Hendrickson, Y. Higashi, T. Higo, K. Hirano, T. Hirose, K. Iida, T. Imai, Y. Inoue, P. Karataev, M. Kuriki, R. Kuroda, S. Kuroda, X. Luo, D. McCormick, M. Matsuda, T. Muto, K. Nakajima, Takashi Naito, J. Nelson, M. Nomura, A. Ohashi, T. Omori, T. Okugi, M. Ross, H. Sakai, I. Sakai, N. Sasao, S. Smith, Toshikazu Suzuki, M. Takano, T. Taniguchi, N. Terunuma, J. Turner, N. Toge, J. Urakawa, V. Vogel, M. Woodley, A. Wolski, I. Yamazaki, Yoshio Yamazaki, G. Yocky, A. Young, and F. Zimmermann. Achievement of ultralow emittance beam in the accelerator test facility damping ring. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :054802, Feb 2004.
- [123] P. Bambade, M. Alabau Pons, J. Amann, D. Angal-Kalinin, R. Apsimon, S. Araki, A. Aryshev, S. Bai, P. Bellomo, D. Bett, G. Blair, B. Bolzon, S. Boogert, G. Boorman, P. N. Burrows, G. Christian, P. Coe, B. Constance, J.-P. Delahaye, L. Deacon, E. Elsen, A. Faus-Golfe, M. Fukuda, J. Gao, N. Geffroy, E. Gianfelice-Wendt, H. Guler, H. Hayano, A.-Y. Heo, Y. Honda, J. Y. Huang, W. H. Hwang, Y. Iwashita, A. Jeremie, J. Jones, Y. Kamiya, P. Karataev, E.-S. Kim, H.-S. Kim, S. H. Kim, S. Komamiya, K. Kubo, T. Kume, S. Kuroda, B. Lam, A. Lypin, M. Masuzawa, D. McCormick, S. Molloy, T. Naito, T. Nakamura, J. Nelson, D. Okamoto, T. Okugi, M. Oroku, Y. J. Park, B. Parker, E. Paterson, C. Perry, M. Pivi, T. Raubenheimer, Y. Renier, J. Resta-Lopez, C. Rimbault, M. Ross, T. Sanuki, A. Scarfe, D. Schulte, A. Seryi, C. Spencer, T. Suehara, R. Sugahara, C. Swinson, T. Takahashi, T. Tauchi, N. Terunuma,

- R. Tomas, J. Urakawa, D. Urner, M. Verderi, M.-H. Wang, M. Warden, M. Wendt, G. White, W. Wittmer, A. Wolski, M. Woodley, Y. Yamaguchi, T. Yamanaka, Y. Yan, H. Yoda, K. Yokoya, F. Zhou, and F. Zimmermann. Present status and first results of the final focus beam line at the kek accelerator test facility. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 13 :042801, Apr 2010.
- [124] Sha Bai, Alexander Aryshev, Philip Bambade, Doug Mc Cormick, Benoit Bolzon, Jie Gao, Toshiaki Tauchi, and Feng Zhou. First beam waist measurements in the final focus beam line at the kek accelerator test facility. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 13 :092804, Sep 2010.
- [125] Miyoshi S. *Development of a Polarized Positron Source by laser Compton Scattering using an Optical Resonant Cavity*. Thèse, Hiroshima University, 2011.
- [126] Chaikovska I. *Polarized positron sources for the future linear colliders*. Thèse, Université Paris-sud 11, 2012.
- [127] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytrcek, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell’Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J.J. Gómez Cadenas, I. González, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F.W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampén, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O’Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M.G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. Di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J.P. Wellisch, T. Wenaus, D.C. Williams, D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida, and D. Zschesche. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250 – 303, 2003.
- [128] Enrico Seise, Arno Klenke, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. Coherent addition of fiber-amplified ultrashort laser pulses. *Opt. Express*, 18(26) :27827–27835, Dec 2010.
- [129] L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, and P. Georges. Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers. *Opt. Lett.*, 36(5) :621–623, Mar 2011.
- [130] Igor V. Ciapurin, Leonid B. Glebov, Larissa N. Glebova, Vadim I. Smirnov, and Eugeniu V. Rotari. Incoherent combining of 100-w yb-fiber laser beams by ptr bragg grating. In L. N. Durvasula, editor, *Advances in Fiber Lasers*, July 2003.
- [131] Armen Seviaan, Oleksiy Andrusyak, Igor Ciapurin, Vadim Smirnov, George Venus, and Leonid Glebov. Efficient power scaling of laser radiation by spectral beam combining. *Opt. Lett.*, 33(4) :384–386, Feb 2008.
- [132] Philippe Walter, Alessandro Variola, Fabian Zomer, Marie Jaquet, and Alexandre Loulergue. A new high quality x-ray source for cultural heritage. *Comptes Rendus Physique*, 10(7) :676 – 690, 2009.

- [133] D. C. Yost, A. Cingöz, T. K. Allison, A. Ruehl, M. E. Fermann, I. Hartl, and J. Ye. Power optimization of xuv frequency combs for spectroscopy applications (invited). *Opt. Express*, 19(23) :23483–23493, Nov 2011.
- [134] Arman Cingöz, Dylan C. Yost, Thomas K. Allison, Axel Ruehl, Martin E. Fermann, Ingmar Hartl, and Jun Ye. Direct frequency comb spectroscopy in the extreme ultraviolet. *Nature*, 482(7383) :68–71, Feb 2012.
- [135] Birgitta Bernhardt, Akira Ozawa, Andreas Vernaleken, Ioachim Pupeza, Jan Kaster, Yohei Kobayashi, Ronald Holzwarth, Ernst Fill, Ferenc Krausz, Theodor W. Hänsch, and Thomas Udem. Vacuum ultraviolet frequency combs generated by a femtosecond enhancement cavity in the visible. *Opt. Lett.*, 37(4) :503–505, Feb 2012.